



**Recherche de la multifragmentation dans les systemes
legers asymetriques $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb}+^{27}\text{Al}$ a 30
MeV/nucleon.**

L. Manduci

► To cite this version:

L. Manduci. Recherche de la multifragmentation dans les systemes legers asymetriques $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb}+^{27}\text{Al}$ a 30 MeV/nucleon.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2004. Français. NNT: . tel-00011469

HAL Id: tel-00011469

<https://theses.hal.science/tel-00011469>

Submitted on 26 Jan 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée par

Madame MANDUCI Loredana

Et

Soutenue

Le 14 décembre 2004

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Spécialités : Constituants élémentaires

RECHERCHE DE LA MULTIFRAGMENTATION DANS
LES SYSTEMES LEGERS ASYMETRIQUES $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$
ET $^{93}\text{Nb}+^{27}\text{Al}$ A 30 MEV/NUCLEON

JURY :

Directeur de thèse : Monsieur Jean-Claude STECKMEYER

Monsieur Jean COLIN, Professeur, Université de Caen

Monsieur Olivier LOPEZ, Chargé de Recherche CNRS, LPC ENSICAEN

Monsieur Angelo PAGANO, Directeur de Recherche, INFN Catane (Italie)

Monsieur René ROY, Professeur, Université de Laval (Québec)

Monsieur J-C STECKMEYER, Directeur de Recherche CNRS, LPC ENSICAEN

Monsieur Martine STERN, Professeur, Université Claude BERNARD à Lyon

**RECHERCHE DE LA MULTIFRAGMENTATION
DANS LES SYSTÈMES LÉGERS ASYMÉTRIQUES
 $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ ET $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ À 30 MEV/NUCLÉON**

Méditation.
Les idées se sont heurtées
à la paroi de mon crâne
et je les ai pansées.

"Les oeuvres complètes de
Sally Mara"
Raymond Queneau

Table des matières

INTRODUCTION	1
1 Le Détecteur INDRA	9
1.1 Introduction	9
1.2 Description du détecteur, la structure d'INDRA	9
1.3 Les etages de détection	14
1.3.1 La chambre d'ionisation	14
1.3.2 Les siliciums	15
1.3.3 Les CsI	16
1.4 L'électronique	17
1.5 Le trigger	18
1.6 Le détecteur Chimera	19
2 La calibration des données	21
2.1 Introduction	21
2.2 La méthode $\Delta E-E$	21
2.3 Etalonnage en énergie.	25
2.3.1 Etalonnage en énergie des siliciums.	25
2.3.2 Etalonnage en énergie des chambres d'ionisation.	26
2.3.3 Etalonnage en énergie des scintillateurs à iodure de césium.	26
2.4 Identification en charge.	
Matrices chambre d'ionisation-silicium.	27
2.5 Identification isotopique pour $Z=1$ à $Z=4$	31
3 Les données expérimentales	35
3.1 Introduction	35
3.2 Caractéristiques générales.	35
3.3 La diaphonie	38
3.4 Observables physiques mesurées	40
3.4.1 Multiplicités, Charge, Impulsion totale et Energie Transverse.	40
3.4.2 Corrélations $Z_{tot}-P_z^{tot}$ et $V_{par}-Z_{tot}$. Critères de complétude.	43
3.4.3 Corrélation $V_{par} - V_{per}$	46
3.5 Une cible peut en cacher une autre...	51

4	L'analyse des données expérimentales	59
4.1	Introduction	59
4.2	L'analyse de $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	60
4.2.1	Corrélation E_{trs} versus M_{tot}	60
4.2.2	Identification des sources T1, T2 et T3 : sélection des particules. . .	60
4.2.3	Construction de la source	75
4.2.4	Estimation de l'énergie d'excitation.	77
4.2.5	Remarques générales sur les événements appartenant aux trois sources.	80
4.3	L'analyse de $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	82
4.3.1	Corrélation E_{trs} versus M_{tot}	83
4.3.2	Identification des sources T1, T2 et T3 : sélection des particules. . .	85
4.3.3	Construction de la source et évaluation de l'énergie d'excitation. . .	86
4.3.4	Remarques générales sur les événements appartenant aux trois sources.	89
4.3.5	Rapports de multiplicité des particules alphas entre Magnésium et Aluminium.	91
5	La technique de backtracing appliquée à Gemini	95
5.1	Introduction	95
5.2	La technique de Backtracing	96
5.3	Le code Gemini	101
5.4	Résultats du Backtracing avec Gemini	106
5.4.1	Système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon	106
5.4.2	Le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 MeV/nucléon	120
5.5	Discussion sur les résultats.	131
6	La technique de backtracing appliquée à SMM	133
6.1	Introduction	133
6.2	Le code SMM	133
6.3	Résultats du Backtracing avec SMM	136
6.3.1	Le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon	136
6.3.2	Le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	144
6.4	Discussion sur les résultats.	152
7	Les corrélations résidu-particule	153
7.1	Introduction	153
7.2	La technique des corrélation à deux particules	153
7.3	Les fonctions de corrélation	156
7.3.1	Les fonctions de corrélations pour les données	156
7.3.2	Comparaison avec Gemini pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	161
8	Conclusions	165
8.1	Introduction	165
8.2	Comparaison des résultats obtenus avec les deux modèles	166

ANNEXES	170
A $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV	171
B $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV	181
C Les simulations avec le code statistique Gemini	195
C.0.1 Les résultats des simulations pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30A.MeV	196
C.0.2 Tranche T1	196
C.0.3 Tranche T2	199
C.0.4 Tranche T3	202
C.1 Les simulations pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30A.MeV	204
C.1.1 Tranche T1	205
C.1.2 Tranche T2	206
C.1.3 Tranche T3	209
C.2 Dependance de l'énergie d'excitation	211
BIBLIOGRAPHIE	222

Table des figures

1	Simulation avec le modèle de transport BNV pour $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon pour un paramètre d'impact $b=4$ fm. Nous pouvons distinguer le système composite qui se forme pour cette collision centrale.	6
2	Simulation avec le modèle de transport BNV pour $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon pour un paramètre d'impact $b=6$ fm. Nous pouvons distinguer le Quasi-Projectile ainsi que la Quasi-Cible.	7
3	Simulation avec le modèle de transport BNV pour $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon pour un paramètre d'impact $b=8$ fm. Pour cette collision plus périphérique il sont bien identifiables la Quasi-Cible et le Quasi-Projectile.	8
1.1	Vue générale du multidétecteur INDRA. Les télescopes sont répartis sur 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau, couvrant un domaine angulaire polaire de 2° à 176°	10
1.2	Vue en coupe du multidétecteur INDRA.	11
1.3	Vue de profil des 17 couronnes d'INDRA.	11
1.4	Vue d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA : une chambre d'ionisation suivie par quatre détecteurs Si ($300\ \mu\text{m}$) et de quatre CsI.	12
1.5	INDRA couplé à la première couronne de CHIMERA.	20
2.1	Exemple de carte ΔE -E chambre d'ionisation-silicium pour le système Sn+Nb à 30 A.MeV, couronne 6.	23
2.2	Exemple de carte ΔE -E Silicium-CsI pour le système Sn+Nb à 30 A.MeV, couronne 6.	24
2.3	Illustration de l'identification: les points représentent les lignes de Z expérimentales, les courbes superposées sont les lignes de Z résultantes du fit. En ordonnée nous avons la perte d'énergie ΔE en MeV et en abscisse l'énergie résiduelle E en MeV.	29
2.4	Matrice ΔE -E Chambre à Ionisation Silicium pour le système Sn+Nb à 30 A.MeV pour la couronne 6 et pour Nb+Mg à 30 A.MeV pour la couronne 7.	30
2.5	Distribution des Z pour les systèmes Nb+Sn à 30 A.MeV et Ag+Ni à 52 A.MeV pour la couronne 6.	31

2.6	Identification isotopique de $Z=1$ à $Z=4$ à l'aide de la matrice R-L, CsI-Rapide en fonction de CsI-Lent, des CsI pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ 30 A.MeV; à gauche, pour la couronne 3 et le module 22; à droite pour la couronne 4, module 9.	32
2.7	Identification isotopique de $Z=1$ à $Z=4$ à l'aide de la matrice Sigg-CsI versus lumière et identification de fragments ayant $Z > 5$ à l'aide de la matrice Sipg-CsI versus lumière pour le système Nb+Mg 30 A.MeV, couronne 6 et module 1.	33
2.8	Identification isotopique de $Z>2$: on distingue les pics relatifs à chaque masse en correspondance des différents Z . Il s'agit du système Nb+Mg 30 A.MeV, couronne 6 et module 1.	34
3.1	Distribution de Charge totale Z_{tot} et corrélation Multiplicité totale versus Charge totale pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV avec la présence de la diaphonie. La zone à droite est labellée B.	39
3.2	Diaphonie entre la couronne 2 et 3 pour les modules 1,3,5,et 9 pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	41
3.3	Distribution de Charge totale Z_{tot} et corrélation Multiplicité totale versus Charge totale pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV corrigés pour le cross-talk.	42
3.4	Multiplicité totale et multiplicité des particules légères chargées (LCP) pour les deux réactions.	44
3.5	Charge totale et impulsion (A.MeV/c) en direction du faisceau pour les deux réactions.	45
3.6	Energie transverse totale et des particules légères chargées pour les deux réactions.	46
3.7	Charge totale et impulsion en direction du faisceau pour les deux réactions.	47
3.8	Multiplicité totale et énergie transverse pour tous les événements (ligne pleine) et pour les événements complets sous condition de $P_z^{tot} \geq 60\% P_z^{ini}$ (pointillés)	48
3.9	Vitesse parallèle (en cm/ns) en fonction de la vitesse perpendiculaire des protons dans le repère du laboratoire	49
3.10	Vitesse parallèle (en cm/ns) en fonction de la vitesse perpendiculaire des alphas dans le repère du laboratoire	50
3.11	Vitesse parallèle (en cm/ns) pour les noyaux B,C,N et O pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	51
3.12	Vitesse parallèle (en cm/ns) pour les noyaux B,C,N et O pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	52
3.13	Corrélations P_z^{tot} versus Z_{tot} pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	53
3.14	Distributions Z_{tot} et P_z^{tot} pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	53
3.15	Corrélation Z_{tot} et P_z^{tot} et projection de Z_{tot} sur l'axe principal obtenus avec la méthode de l'ACP pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	55

3.16	Corrélation Z_{tot} et P_z^{tot} et projection de Z_{tot} obtenues par rotation pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	55
3.17	Distributions de charge totale pour les zones A et B.	56
3.18	Distribution en charge totale pour la cible de Mg.	57
4.1	Corrélation E_{trs} versus M_{tot} pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	61
4.2	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les protons, les deutons et les tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	63
4.3	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les $Z=2$: ^3He , alphas et ^6He pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	64
4.4	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les $Z=3$: ^6Li , ^7Li et Be pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	65
4.5	Distribution angulaire dans le centre de masse pour les protons, les deutons et les tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	66
4.6	Distribution angulaire dans le centre de masse pour ^3He , alphas et ^6He pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	67
4.7	Distribution angulaire dans le centre de masse pour ^6Li , ^7Li et Be pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	68
4.8	Distributions angulaires dans le centre de masse pour les trois tranches, normalisées aux événements de la tranche T2, pour les protons, les alphas, les carbones et les oxygènes pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	69
4.9	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour les protons pour $\Theta \leq -0.8$ pour la tranche T1 pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	70
4.10	Coupures en vitesse pour les protons, deutons et tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	72
4.11	Coupeure en vitesse pour ^3He , alphas et ^6He pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	73
4.12	Spectres d'émission dans le repère de la source à l'avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T1.	74
4.13	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les protons et les alphas pour les tranches T1 et T2.	78
4.14	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les protons et les alphas pour la tranche T3.	79
4.15	Diagrammes de la charge des produits ayant un $Z \geq 3$ versus la vitesse parallèle au faisceau pour les tranches T1 et T2.	81
4.16	Diagramme de la charge des produits ayant un $Z \geq 3$ versus la vitesse parallèle au faisceau pour la tranche T3.	82
4.17	Vitesse parallèle à l'axe du faisceau pour le résidu des trois tranches.	83
4.18	Corrélation E_{trs} versus M_{tot} pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	84

4.19	Distributions angulaires normalisées au nombre d'événements pour les trois tranches pour les protons, les alphas, les carbones et oxygènes pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	86
4.20	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source et pour les protons et les alphas pour les tranches T1 et T2.	88
4.21	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les protons et les alphas pour la tranche T3.	89
4.22	Diagrammes des vitesse parallèle en fonction de la charge des produits ayant $Z \geq 3$ pour les tranches T1 et T2 de l'Aluminium.	90
4.23	Diagrammes des vitesse parallèle en fonction de la charge des produits ayant $Z \geq 3$ pour la tranche T3 de l'Aluminium.	91
4.24	Distributions de vitesse parallèle du résidu pour les trois tranches.	92
5.1	Plan principal de l'ACP pour les tranches T1 des deux systèmes: $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$	100
5.2	Plan principal de l'ACP pour les tranches T2 des deux systèmes: $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$	100
5.3	Plan principal de l'ACP pour les tranches T3 des deux systèmes: $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$	101
5.4	Distributions de chargedes sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables: en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T1.	108
5.5	Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables: en rouge les distributions en énergie d'excitation thermique non filtrées; en noir celles en énergie d'excitation totale (voir texte) non filtrées; en verte les distributions en énergie d'excitation filtrées: à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax; en bleu les distributions expérimentales: à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax pour la tranche T1.	109
5.6	Comparaison entre les données de la tranche T1 et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.	110
5.7	Comparaison des distributions de charge du résidu et des produits avec les simulations du backtracing Gemini sans fragments (opt0) et avec 4 observables comme contraintes.	111
5.8	Distributions de chargedes sources prévues par le backtracing Gemini, pour la tranche T2, avec contrainte sur les 5 observables: en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale.	113

5.9	Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini pour la tranche T2, avec contrainte sur les 5 observables : en rouge les distributions en énergie d'excitation thermique non filtrées; en noir celles en énergie d'excitation totale (voir texte) non filtrées; en verte les distributions en énergie d'excitation filtrées : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax; en bleu les distributions expérimentales : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax.	114
5.10	Comparaison entre les données de la tranche T2 et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.	115
5.11	Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T3.	117
5.12	Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge les distributions en énergie d'excitation thermique non filtrées; en noir celles en énergie d'excitation totale (voir texte) non filtrées; en verte les distributions en énergie d'excitation filtrées : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax; en bleu les distributions expérimentales : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax. Tranche T3.	118
5.13	Comparaison entre les données de la tranche T3 et le backtracing Gemini avec une contrainte sur 5 observables.	119
5.14	Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T1.	121
5.15	Distributions de charge et d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables compar'ees aux distributions expérimentales pour la tranche T1 de l'Aluminium.	122
5.16	Comparaison entre les données de la tranche T1 de l'Aluminium et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.	123
5.17	Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T2.	125
5.18	Distributions de charge et d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium avec contrainte sur les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales.	126
5.19	Comparaison entre les données de la tranche T2 de l'Aluminium et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.	127
5.20	Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T3.	128
5.21	Distributions de charge et d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini pour la tranche T3 de l'Aluminium avec contrainte sur les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales.	129

5.22	Comparaison entre les données de la tranche T3 de l'Aluminium et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.	130
6.1	Distribution de charge de source pour la tranche T3, pour le backtracing SMM avec contrainte sur les 5 observables.	137
6.2	Distributions d'énergie d'excitation de la source prévues par le backtracing SMM pour la tranche T3 avec contrainte sur les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales.	138
6.3	Comparaison entre les données de la tranche T3 et le backtracing SMM avec contrainte sur les 5 observables.	139
6.4	Distributions de charge des sources: expérimentale en bleu, non filtrée en rouge et filtrée en vert, pour la tranche T2 et pour le backtracing SMM contraint par 5 observables.	141
6.5	Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing SMM avec contrainte sur les 5 observables pour la tranche T2. En bleu les distributions expérimentales, en vert les courbes filtrées avec les masses Veda (gauche) et avec les masses Epax (droite).	142
6.6	Comparaison entre les données de la tranche T2 et le backtracing SMM contraint par 5 observables.	143
6.7	Distribution de charge de source: en bleu les données, en rouge la distribution non filtrée et en vert celle filtrée, pour la tranche T3 du système Nb+Al et pour le backtracing SMM contraint avec 5 observables.	145
6.8	Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing SMM pour la tranche T3 de l'Aluminium à l'aide des 5 observables. En bleu les distributions expérimentales, en rouge la distribution non filtrée et en vert les distributions filtrées avec les masses Veda et avec les masses Epax.	146
6.9	Comparaison entre les données de la tranche T3 de l'Aluminium et le backtracing SMM contraint avec 5 observables.	147
6.10	Distributions de charge de source pour la tranche T3 du système Nb+Al. Comparaison entre les données de la tranche T2 de l'aluminium et le backtracing SMM contraint avec les 5 observables.	149
6.11	Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing SMM pour la tranche T2 de l'aluminium avec les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales, en rouge la distribution non filtrée et en vert les distributions filtrées avec les masses Veda (gauche) et avec les masses Epax (droite).	150
6.12	Comparaison entre les données de la tranche T2 de l'aluminium et le backtracing SMM contraint avec les 5 observables.	151
7.1	Spectres de multiplicité des alphas pour la tranche T3: en bleu les données, en rouge Gemini et en vert SMM.	154
7.2	Spectres de vitesse réduite pour protons et alphas, corrélés et décorrélés. Tranche T1	157

7.3	Fonctions de corrélation résidu-proton et résidu-alpha en fonction de la vitesse réduite v_{red} pour les trois tranches et pour les données sans aucune sélection pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30A.MeV.	158
7.4	Fonctions de corrélation particule-résidu pour la tranche T1 pour les protons, les deutons, les tritons, les ^3He et les alphas en fonction de la vitesse réduite et de l'angle azimuthal.	159
7.5	Fonctions de corrélation particule-résidu pour la tranche T2 pour les protons, les deutons, les tritons, les ^3He et les alphas en fonction de la vitesse réduite et de l'angle azimuthale.	159
7.6	Fonctions de corrélation particule-résidu pour la tranche T2 pour les protons, les deutons, les tritons, les ^3He et les alphas en fonction de la vitesse réduite et de l'angle azimuthal.	160
7.7	Fonctions de corrélation résidu-proton et résidu-alpha en fonction de la vitesse réduite v_{red} pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV. La simulation avec Gemini a été réalisée pour une source ayant comme valeurs de charge, masse, énergie d'excitation et moment angulaire celles issues du backtracing.	161
7.8	Diagrames de vitesses V_{per} en fonction de V_{par} pour protons et alphas avec une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et 18 cm/ns respectivement. Tranche T3	162
7.9	Distributions de vitesse parallèle des protons et des alphas avec une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et 18 cm/ns respectivement. Tranche T3	162
7.10	Distributions angulaires des protons et des alphas avec une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et 18 cm/ns respectivement. Tranche T3	163
8.1	Systématique des températures en fonction de l'énergie d'excitation pour divers systèmes et pour deux groupes de masse de J.B.Natowiz et al. Les points en rouge sont relatifs aux tranches T1 et T2 dans la figure en haut et à la tranche T3 dans la figure en bas.	168
8.2	Comparaison des distributions de charge du résidu expérimentale (en bleu), obtenue avec Gemini (en rouge) et avec SMM (en vert) pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	169
A.1	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les bores, carbones et azotes pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	171
A.2	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour O, F et Ne pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	172
A.3	Distribution angulaire dans le centre de masse pour B, C et N pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	173
A.4	Distribution angulaire dans le centre de masse pour O, F et Ne pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	174

A.5	Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T2.	175
A.6	Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T3.	176
A.7	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T1.	177
A.8	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T2.	177
A.9	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source et pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T3.	178
A.10	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Be, B, C et N, pour la tranche T1.	178
A.11	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Be, B, C et N, pour la tranche T2.	179
A.12	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Be, B, C et N, pour la tranche T3.	179
A.13	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour la tranche T1 et T2.	180
A.14	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour la tranche T3.	180
B.1	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les protons, les deutons et les tritons pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	181
B.2	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les $Z=2$: ${}^3\text{He}$, alphas et ${}^6\text{He}$ pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	182
B.3	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les $Z=3$: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et Be pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	183
B.4	Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les bores, carbones et azotes pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	184
B.5	Distribution angulaire dans le Centre de Masse pour protons, deutons et tritons et alphas pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	185
B.6	Distribution angulaire dans le Centre de Masse pour Be, B, C et N pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	186
B.7	Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T1 pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	187
B.8	Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T2 pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	188
B.9	Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T3 pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	189

B.10	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T1.	190
B.11	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T2.	190
B.12	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source et pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T3.	191
B.13	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li, 7Li, Be, B, C et N, pour la tranche T1.	191
B.14	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li, 7Li, Be, B, C et N, pour la tranche T2.	192
B.15	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li, 7Li, Be, B, C et N, pour la tranche T3.	192
B.16	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour les tranches T1 et T2.	193
B.17	Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour la tranche T3.	193
C.1	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto. $A=93$	196
C.2	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto. $A=93$	197
C.3	Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distributions de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidus et pour les produits relatifs à la tranche T1. En rouge la simulation avec Gemini pour $\langle L \rangle = 35\hbar$; les points bleus représentent les données. . .	198
C.4	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	199
C.5	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	200

C.6	Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour le résidu et pour les produits relatifs à la tranche T2. En rouge la simulation avec Gemini pour $\langle L \rangle = 40\hbar$; les points bleus représentent les données. décroissance exclusivement par particules légères. A=97	201
C.7	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	202
C.8	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	203
C.9	Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidu et pour les produits relatifs à la tranche T3. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleus représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$	204
C.10	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	205
C.11	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	206
C.12	Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidus et pour les produits relatifs à la tranche T1. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleus représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$	207
C.13	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragment pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	208

C.14	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	209
C.15	Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidus et pour les produits relatifs à la tranche T2. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleue représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$	210
C.16	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragment pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	211
C.17	Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.	212
C.18	Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidu et pour les produits relatifs à la tranche T3. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleue représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$	213
C.19	Variation des multiplicités des protons, des alphas et des fragments avec l'énergie d'excitation et le moment angulaire pour une source ayant une charge $Z=41$ et une masse $A=93$	214

Liste des tableaux

1.1	Configuration géométrique d'INDRA : Chambres d'ionisation.	13
1.2	Configuration géométrique d'INDRA : CsI et siliciums.	14
1.3	Détecteurs retirés pour la troisième campagne INDRA.	15
2.1	Parcours dans le Si en μm	25
2.2	paramètres pour $Z=1$ à $Z=3$	29
2.3	paramètres pour $Z=4$ à $Z=8$	30
2.4	paramètres pour $Z=7$ à $Z=24$	30
2.5	paramètres pour $Z=20$ à $Z=45$	31
3.1	Les réactions $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV	36
3.2	Caractéristiques cinématiques pour les deux réactions.	37
3.3	Caractéristiques des deux réactions: Bass Model.	37
3.4	Systématique de Viola pour les deux réactions.	37
3.5	Exemples de fragments virtuels produits dans le cross-talk entre les couronnes 2 et 3.	39
3.6	Valeurs moyennes de la charge totale pour la zone A, la zone B de l'Al et du Mg.	56
4.1	Limites de vitesses pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV pour la sélection des trois sources	71
4.2	Caractéristiques des trois sources pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.	77
4.3	Valeurs moyennes des multiplicités des protons, alphas et fragments pour les tranche T1, T2 et T3.	77
4.4	Energies d'excitation moyennes des sources relatives aux trois tranches, pour les masses Veda et pour les masses Epax.	80
4.5	Limites de vitesses pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV pour la sélection des trois sources	87
4.6	Caractéristiques des trois sources pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	87
4.7	Valeurs moyennes des multiplicités des protons, alphas et fragments pour les tranche T1, T2 et T3.	87
4.8	Énergie d'excitation pour les trois sources.	90
4.9	Rapports de multiplicité des alphas du Magnesium par rapport à l'Aluminium.	92

5.1	Matrice de covariance pour la tranche T3 de $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	99
5.2	Pourcentage d'information de chaque observable relatives à la valeur de chaque axe pour la tranche T3 de $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	99
5.3	Probabilités relatives aux variables principales xcp_4 et xcp_3 pour les deux systèmes et pour les trois tranches T1, T2 et T3.	99
5.4	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T1, pour différentes observables.	107
5.5	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T1, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	107
5.6	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T1, pour les cinq observables.	108
5.7	Résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T2, pour différents observables.	112
5.8	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T2, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	112
5.9	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T2, pour les cinq observables.	114
5.10	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T3, pour différents choix d'observables.	116
5.11	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T3, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	117
5.12	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T3, pour les cinq observables.	118
5.13	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T1 de l'Aluminium, pour différents choix d'observables. . .	120
5.14	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T1 de l'Aluminium, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	121
5.15	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T1, pour les cinq observables.	122
5.16	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium, pour différents choix d'observables. . .	124
5.17	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	124
5.18	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T2, pour les cinq observables.	125
5.19	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T3 de l'Aluminium, pour différents choix d'observables. . .	128

5.20	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	129
5.21	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T3, pour les cinq observables.	129
6.1	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T3, pour différentes observables.	137
6.2	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T3, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	138
6.3	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T3, pour les cinq observables.	138
6.4	Résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2, pour différentes observables.	141
6.5	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	142
6.6	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T2, pour les cinq observables.	144
6.7	Résultats de Backtracing avec SMM pour la tranche T3, pour différentes observables pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	144
6.8	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec SMM pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	145
6.9	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T3 du système Nb+Al, pour les cinq observables.	146
6.10	Résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2, pour différents observables pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.	148
6.11	Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2 du système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.	149
6.12	Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T2 du système Nb+Al, pour les cinq observables.	150
6.13	Valeurs moyennes de température pour le système Nb+Mg.	152
7.1	Comparaison des valeurs moyennes de multiplicité des alphas expérimentales et simulées avec Gemini et avec SMM pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	153

7.2	Comparaison des valeurs moyennes de multiplicité des protons et alphas expérimentales sans composante hors équilibre avec les valeurs issues de la simulation de backtracing pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$. . .	163
8.1	Comparaison des valeurs moyennes des variables source expérimentales avec celles calculées avec Gemini et avec SMM filtrées pour la tranche T2 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	167
8.2	Comparaison des valeurs moyennes des variables source expérimentales avec celles calculées avec Gemini et avec SMM filtrées pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	167
8.3	Valeurs moyennes des températures obtenues avec Gemini et SMM pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	168
C.1	Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T1 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 35\hbar$	199
C.2	Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T2 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$	202
C.3	Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T3 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 0\hbar$	203
C.4	Comparaison entre les valeurs moyennes et les valeurs les plus probables de la distribution de charge du résidu expérimentales T1 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$ pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30A.MeV.	206
C.5	Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T2 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$	208
C.6	Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T3 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$	209

Introduction

La physique nucléaire a connu dans les vingt dernières années un développement important grâce au progrès des techniques d'accélération des particules et des ions lourds aux énergies de plus en plus élevées.

Ainsi il a été possible d'étudier la matière nucléaire très excitée obtenue à travers les collisions entre ions lourds dans des domaines différents d'énergies et l'on a eu la possibilité d'enrichir les connaissances dans ce domaine ainsi que de bâtir les bases pour continuer à écrire des chapitres très intéressants sur le comportement de la matière nucléaire dans de conditions extrêmes de densité et de température et pour continuer d'explorer l'équation d'état à l'aide d'études conduites sur la transition de phase liquide-gaz aux énergies de Fermi et, aux énergies plus élevées, le plasma quark-gluon.

Nous avons donc été témoin de la naissance d'hodoscopes de première génération tels que Amphora [DRA89], Miniball [SOU90], Multics [IOR93], qui sont devenus de plus en plus performants avec la seconde génération : Fopi [GOB93], Aladin [LYN94], Indra [JPOU95],[JPOU96], ISIS [KWI95] et Chimera [CHIM95],[CHIM01].

Leur grande efficacité, leur domaine angulaire plus étendu, leurs seuils de détection plus faibles et leur grande dynamique en énergie ont permis de détecter les produits de réactions de façon de plus en plus complète de manière à permettre une reconstruction exhaustive des événements et avoir ainsi des informations qui puissent guider vers une compréhension globale et claire des phénomènes d'intérêt, de façon qu'il soit possible de tracer le diagramme de phase de la matière nucléaire.

Nous avons à notre disposition différentes sondes (électrons, hadrons et ions lourds) pour exciter la matière nucléaire à différentes énergies incidentes : leur interaction avec les nucléons produit des phénomènes divers et donc permet d'obtenir des informations complémentaires.

Lorsque un projectile incident est envoyé sur une cible, l'un des paramètres utilisés pour classer les types des collisions est la longueur d'onde réduite associée à la collision nucléon-nucléon et qui dépend de la vitesse relative entre les deux noyaux en collision du système initial v_{rel} .

Un projectile incident distribue son énergie dans un noyau cible si sa longueur d'onde associée est supérieure à la distance moyenne entre les nucléons de la cible (environ 2 fm). Dans ce cas il est possible d'observer un comportement de type collectif avec des effets à un corps, soit de champ moyen, dominant pour des énergies au dessous de 15 MeV/nucléon. Inversement, lorsque cette longueur d'onde associée est plus petite que la

distance moyenne entre les nucléons nous avons la prédominance des effet à deux corps, soit les collisions nucléon-nucléon, car la sonde n'interagit plus avec l'ensemble des nucléons mais avec seulement l'un d'entre eux.

Or, à énergie incidente égale les électrons ont un encombrement quantique plus faible et ils sont donc utilisés pour une étude détaillée de la structure du noyau et des ses nucléons : pour des énergies très élevées, de l'ordre de 100 GeV, l'électron atteint la longueur d'onde de 0.002 fm permettant d'observer des collisions avec les quarks.

Si on veut exciter des systèmes plus grands, la sonde électronique n'est plus adéquate, il nous faut utiliser des ions lourds pour pouvoir exciter globalement (et non seulement localement) le système en étude.

L'on utilise donc les collisions entre ions lourds qui produisent des systèmes composites, excités à différents degrés : leur énergie d'excitation, selon les énergies incidentes et le système considéré, pouvant atteindre et même dépasser l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison (environ 8 MeV/nucléon); le système ainsi formé a ensuite plusieurs voies possibles de décroissance.

Un travail énorme a été accompli: cela a permis d'identifier et de classer les collisions en trois domaines d'énergie incidente:

- 1) domaine des basses énergies pour les énergies incidentes $E_{inc} < 15A.MeV$ où le champ moyen domine
- 2) domaine des énergies intermédiaires pour $15 \leq E_{inc} \leq 200A.MeV$
- 3) hautes énergies pour $E_{inc} > 200A.MeV$ où les collisions nucléon - nucléon sont prédominantes.

Pour ce qui concerne le domaine de basses énergies il a été objet d'une étude approfondie et les mécanismes observables à ces énergies sont actuellement bien compris [SAL75],[FAR76],[SCH84],[BER88],[FUC94].

Les collisions très périphériques sont caractérisées par des paramètres d'impact plus grands que la somme des rayons des deux noyaux en collision ($b > R_{proj} + R_{cibl}$) et on observe la diffusion élastique, le noyau incident est dévié de sa trajectoire. La valeur du paramètre d'impact correspondante à la somme des rayons des deux noyaux définit l'angle d'effleurement à partir duquel seulement la force coulombienne intervient dans la réaction.

Au dessous de l'angle d'effleurement, pour des collisions périphériques, on assiste à des réactions quasi élastiques et de transfert de quelques nucléons, pendant lesquelles les caractéristiques cinématiques des deux noyaux restent presque inchangées.

Pour des collisions plus centrales on a la prédominance des collisions profondément inélastiques (DIC), où les deux noyaux glissent ou roulent l'un sur l'autre jusqu'à ralentir fortement à cause de la friction de la matière nucléaire. Pendant un temps assez court, avant de se reséparer, les noyaux en contact forment un système di-nucléaire et ils échangent des nucléons via un col de matière.

On estime le temps de vie de ce système di-nucléaire à travers le diagramme de Wilczynski, qui met en évidence le lien entre l'énergie de relaxation et l'angle de rotation [WIL73],[GRO81].

Pour des paramètres d'impact plus centraux on parle de formation du Noyau Composé par fusion complète des deux noyaux en collision. Le moment angulaire critique sépare les

mécanismes profondément inélastiques de la fusion complète : sa valeur dépend du potentiel d'interaction entre les deux noyaux en collision et le système suit un chemin différent selon que ce potentiel, qui dépend de la force coulombienne, du potentiel nucléaire et d'un terme d'énergie de rotation (potentiel centrifuge), a un minimum qui puisse piéger le système de façon qu'il atteigne la fusion; pour des moments angulaires supérieurs à la valeur critique les deux noyaux se reséparent.

Dans le cas de la fusion le processus est caractérisé par deux temps différents, relatifs à la formation et à la décroissance du système composé. Celui-ci atteint l'équilibre thermodynamique complet dans un temps plus court que celui de sa décroissance : $\tau_{equil} = 10^{-22}$ s et $\tau_{dec} = 10^{-18}$ s (pour une température de $T=1$ MeV). Cela rend valable l'hypothèse de Bohr de découplage des canaux d'entrée et de sortie, hypothèse fondamentale qui justifie l'utilisation des modèles statistiques, avec lesquels on est en mesure de décrire correctement la décroissance du Noyau Composé à travers l'évaporation des particules légères et/ou sa fission.

Dans les collisions entre 200 MeV/nucléon et 1 GeV/nucléon à cause des énergies élevées déposées dans la matière nucléaire on atteint la complète hadronisation de la matière.

La longueur d'onde associée est en effet plus petite que la taille du noyau et la vitesse relative entre les nucléons du projectile et ceux de la cible est plus élevée que la vitesse de Fermi ($E_{Fermi} = 40$ MeV/nucléon). Cela rend possible une description dans le cadre du modèle participant-spectateur, où les nucléons qui n'appartiennent pas à la zone de superposition entre les deux noyaux en collision et qui donc ne subissent pas des collisions nucléon-nucléon, sont les spectateurs et, inversement, ceux qui sont fortement impliqués dans la réaction, sont les participants.

Des études conduites sur les spectateurs, produits en collisions périphériques, ont montré qu'il est possible d'avoir des spectateurs excités à des énergies comparables à l'énergie de liaison moyenne (environ 8 MeV/nucléon) mais sans la présence d'énergie de compression, ce qui facilite la compréhension de la matière nucléaire chaude. Un des résultats importants obtenu en ce domaine est l'invariance de la multiplicité des fragments de masse intermédiaire en fonction de la charge totale détectée avec $Z \geq 2$ (Z_{bound}) pour des énergies incidentes différentes : en d'autres mots, l'émission des IMF est une mesure de l'énergie déposée dans le système [SCH96].

Les expériences avec des ions lourds à des énergies ultra-relativistes ont démontré l'existence de la transition de phase quark-gluon plasma [EUR2000], c'est à dire, le passage de la matière hadronisée vers un statut où les quarks et les gluons ne sont plus liés en nucléons et/ou mésons et baryons.

Le domaine des énergies intermédiaires, entre 15 MeV/nucléon et 200 MeV/nucléon, comme nous avons déjà dit, est une zone de transition avec toute la complexité et le mélange des mécanismes que l'on peut observer dans les zones adjacentes : en cette zone il y a la présence et la compétition des effets à un corps et à deux corps. Plus précisément, d'un point de vue microscopique, on parle de compétition entre effets de champ moyen et des collisions nucléon-nucléon.

De simples considérations basées sur la théorie de champ moyen montrent que dans cette zone d'énergie le temps de thermalisation est comparable à celui de collision et cela a

comme conséquence le fait que, puisqu'une grande partie de l'énergie peut être thermalisée pendant la collision, on peut obtenir des systèmes très excités. D'autre part, il y a aussi une partie de l'énergie qui n'est pas thermalisée et cela conduit directement à une émission hors équilibre, connue comme pré-équilibre.

En général, pour des collisions périphériques ou semi centrales, on retrouve le caractère binaire vu dans les collisions à plus basse énergie : dans la voie de sortie on a une Quasi-cible et un Quasi-projectile qui peuvent ressembler aux noyaux de départ si la décroissance se produit de façon simple, autrement les produits finaux seront différents.

Le caractère binaire est toutefois perdu par le fait qu'on a aussi une troisième composante, qui peut être considérée comme une troisième source, le col, considéré comme une sorte de mécanisme participant-spectateur se produisant à plus basse énergie.

Nous avons observé, d'un point de vue théorique, des déviations par rapport aux processus des collisions profondément inélastique (DIC); en effet, dans le cadre des théories de transport on prévoit la formation de matière nucléaire chaude dans la zone de superposition entre les deux noyaux en collision. Cette zone, très déformée et susceptible de cassure à cause d'instabilités mécaniques et/ou chimiques, serait la source de fragments de masse intermédiaire (IMF), ayant une vitesse de mi-rapidité, que l'on observe expérimentalement [LEC95],[LUK97],[LEF00],[PIA2001].

D'autres études ont aussi établi une autre caractéristique particulière à cette région : elle serait riche en neutrons à cause d'une émission préférentielle d'alphas et des deutons [SOB97].

Dans les collisions centrales nous disposons du maximum d'énergie disponible dissipée et la formation d'une source unique. Comme on l'a vu, pour des énergies au dessous d'une dizaine de MeV/nucléon, la présence de la fusion complète est établie. Comme l'énergie incidente augmente, le transfert de l'impulsion devient de plus en plus incomplet à cause de la présence de l'émission de pré-équilibre des particules légères et l'on observe un passage progressif de la fusion complète vers la fusion incomplète : la probabilité de fusion complète diminue rapidement jusqu'à disparaître vers des énergies incidentes de 30-40 MeV/nucléon [GRE86],[GEL87],[COL98],[MASKAY].

Pour des énergies plus grandes il est possible d'observer la fragmentation du système et la présence, pour une masse donnée, d'un nombre d'IMF grandissant avec l'énergie incidente [NAT92],[MOR90] et une diminution lorsque l'énergie augmente encore plus [TRA91],[HUB91], [DUR98] : cela est une indication de l'instauration de la vaporisation du système [BAC95],[RIV96],[BOR96].

Les études théoriques [GRO90],[MOR93],[BON95] et expérimentales [CAT00],[MOS03] conduites dans le domaine des énergies de Fermi sur les collisions noyau-noyau, mettent en évidence l'existence d'un mécanisme de désexcitation, la multifragmentation, c'est à dire la cassure en fragments du système composite très excité formé dans la collision.

Diverses études, vu la similarité entre la force de Van der Waals et l'interaction nucléon-nucléon [LAM78],[JAQ84],[SAT89], lient ce type de décroissance à une transition de phase liquide-gaz, préconisée par la corrélation température-énergie d'excitation, c'est à dire, la courbe calorique [SHL91],[PET95], [POC95],[DAG2000],[RIC2001].

La frontière de coexistence entre ces différents mécanismes n'est pas marquée avec

certitude. Nous avons vu que pour les basses et moyennes énergies d'excitation le temps de vie moyen du Noyau Composé est beaucoup plus important que celui de sa création ; dans ce cas l'hypothèse de Bohr d'indépendance entre la création et la décroissance du Noyau Composé est un fait confirmé expérimentalement. Si l'énergie d'excitation augmente, une diminution du temps de vie moyen du Noyau Composé est attendue jusqu'à se rapprocher de celui de sa création, en ce cas alors, l'hypothèse de Bohr n'est plus valide et l'on rentre dans le domaine des mécanismes rapides. On fixe l'apparition d'événements tels que la multifragmentation à partir des énergies d'excitation d'environ 3 MeV/nucléon.

Pour la matière nucléaire à densité normale continue la densité des états finaux ainsi que la température sont une fonction croissante monotone de l'énergie d'excitation. Pour des densité diluées, à partir d'une certaine énergie d'excitation est prévu l'ouverture du canal de multifragmentation qui entre en compétition avec la décroissance binaire séquentielle : la densité des états finaux en fonction de l'énergie d'excitation acquiert alors une convexité qui, dans la courbe calorique (température en fonction de l'énergie d'excitation) correspond à un plateau (backbending) qui signale une transition de phase du premier ordre liquide-gaz, par analogie avec les fluides de Van der Waals. Il existe des évidences expérimentales de la transition de phase liquide-gaz mais le problème reste ouvert et pouvoir discriminer entre une décroissance binaire séquentielle et une décomposition soudaine du système pourrait aider à mieux définir les propriétés thermodynamiques de la matière.

Les réactions étudiées dans ce travail se situent, pour leur énergie incidente et pour la taille des systèmes, à la frontière du changement graduel entre les mécanismes de basse énergie et ceux, plus violents, où l'énergie d'excitation du système composite atteint des valeurs moyennes d'environ 3 à 4 MeV/A, bien que la multiplicité des fragments soit très faible.

Ce travail sera donc dédié à l'étude des mécanismes qui se produisent au cours de ces réactions à travers l'étude de la décroissance de la source Quasi-Projectile qui, comme nous pouvons voir de la simulation des figures (1),(2) et (3), domine la section efficace des produits de sortie et a une large gamme en masse et en énergie d'excitation (valeurs maximales de l'énergie d'excitation prévue lors de fusion complète pour les deux systèmes : $\epsilon = 4.85$ MeV/nucléon pour le système Nb+Mg et $\epsilon = 5.12$ MeV/nucléon pour le système Nb+Al).

En particulier nous étudierons à la décroissance binaire séquentielle à travers l'utilisation des deux modèles statistiques dans le but de pouvoir discriminer entre les deux possible modélisation de décroissance : binaire séquentielle (décrite par le code statistique Gemini) et soudaine (décrite par le code de multifragmentation SMM). Nous essayerons aussi d'estimer la température des sources Quasi Projectiles reconstituée à l'aide des deux modèles afin de pouvoir mettre des points sur la courbe calorique.

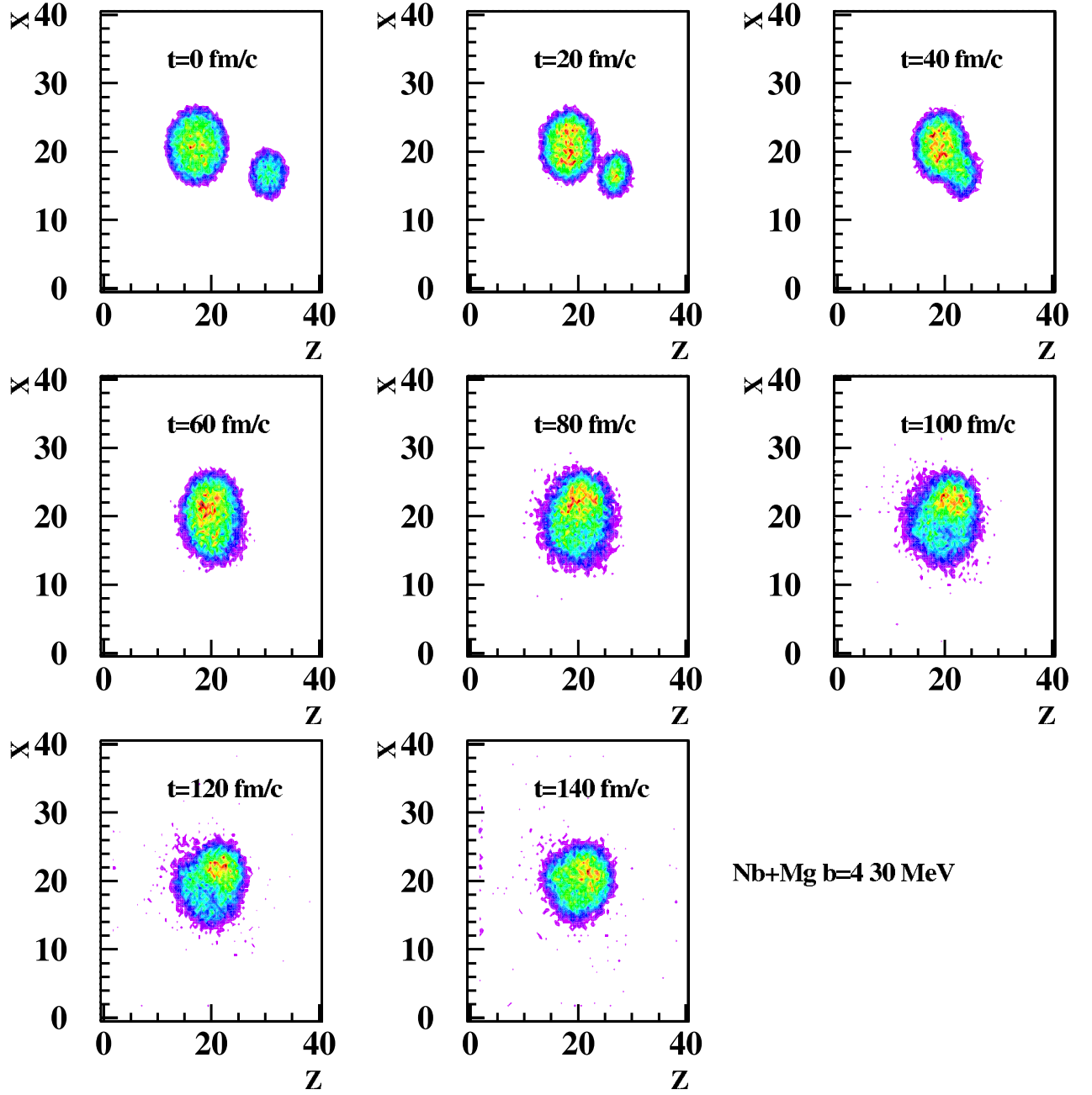


FIG. 1 – Simulation avec le modèle de transport BNV pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon pour un paramètre d'impact $b=4$ fm. Nous pouvons distinguer le système composite qui se forme pour cette collision centrale.

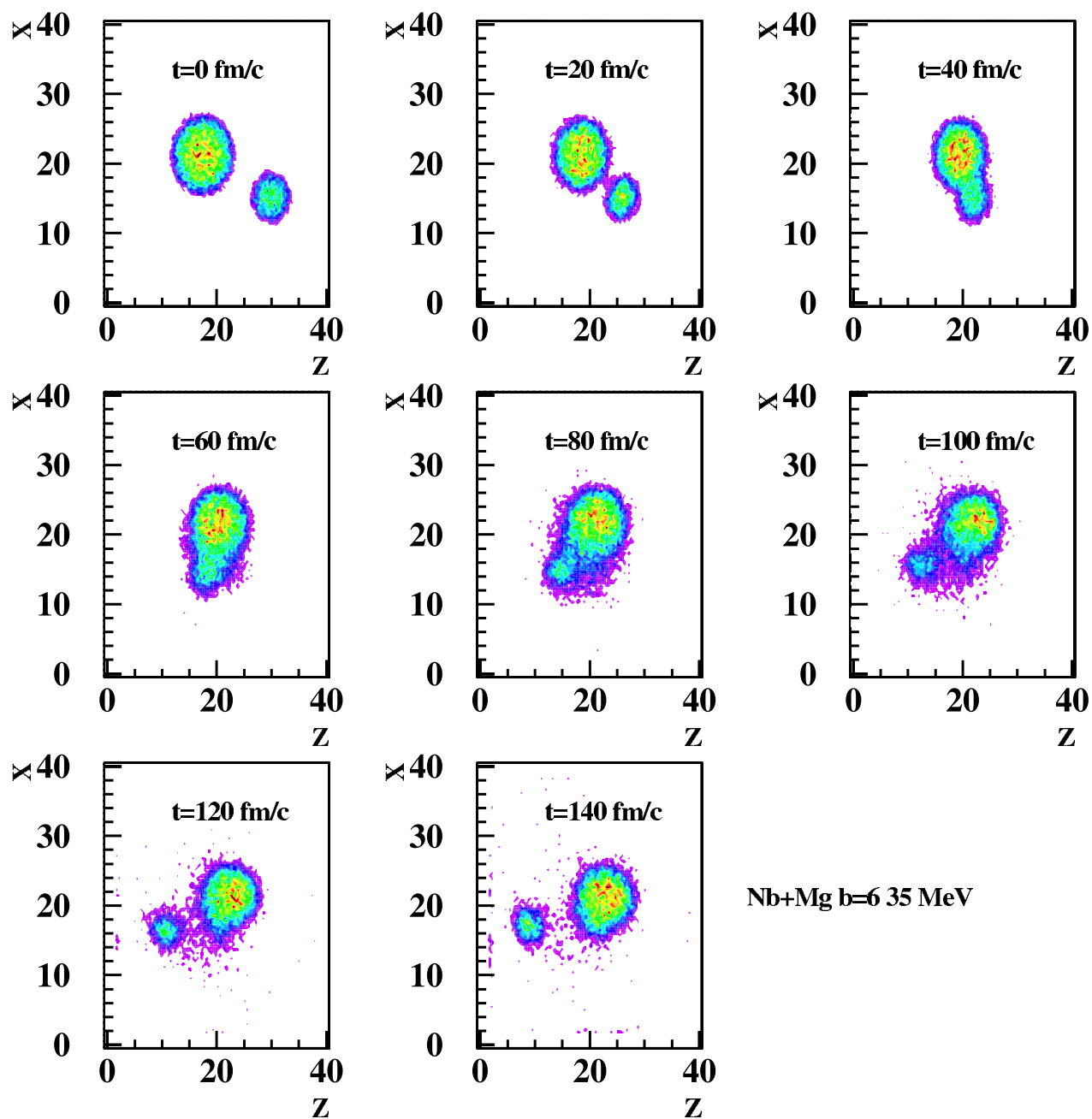


FIG. 2 – Simulation avec le modèle de transport BNV pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon pour un paramètre d'impact $b=6$ fm. Nous pouvons distinguer le Quasi-Projectile ainsi que la Quasi-Cible.

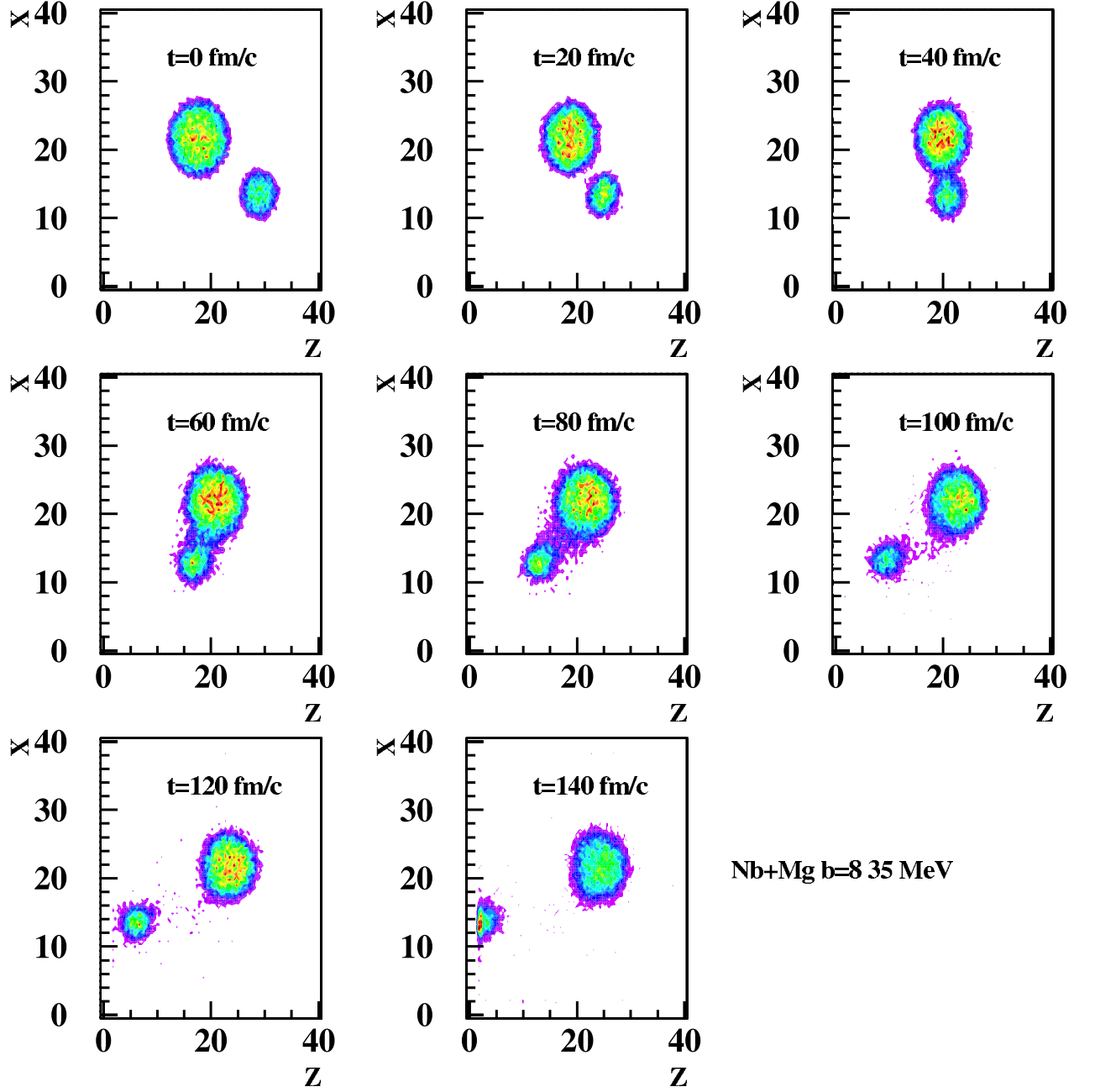


FIG. 3 – Simulation avec le modèle de transport BNV pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon pour un paramètre d'impact $b=8$ fm. Pour cette collision plus périphérique il sont bien identifiables la Quasi-Cible et le Quasi-Projectile.

Chapitre 1

Le Détecteur INDRA

1.1 Introduction

Le domaine des réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires (10-100 A.MeV) est le siège de nombreux mécanismes : il s'agit en effet d'une zone de transition entre des mécanismes typiques des faibles énergies et des mécanismes présents aux plus hautes énergies.

Les produits issus de ces réactions sont de différente nature (fragments, particules chargées et neutrons et gammas) et sont émis dans tout l'espace.

Pour la reconstruction complète des événements il est donc indispensable de détecter la totalité des particules composant l'événement.

Le multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue) a donc été conçu dans le but de fournir une détection presque complète des produits chargés émis dans les réactions aux énergies intermédiaires et a permis une étude plus étendue de ces réactions et de la matière nucléaire chaude en offrant un grand nombre de données de plus en plus complètes.

Dans [JPOU95] et [JPOU96] se trouve la description détaillée expérimentale du détecteur et de son électronique. Dans le prochain paragraphe on donnera néanmoins une description générale d'INDRA afin que soit plus claire la partie relative à l'analyse des données.

Dans la troisième campagne d'expériences (1997), INDRA a été couplé à une partie du détecteur Chimera [CHIM95], [CHIM01], le dernier paragraphe de ce chapitre lui sera dédié.

1.2 Description du détecteur, la structure d'INDRA

Les caractéristiques générales qui font d'INDRA un détecteur de haute qualité sont :

- une couverture spatiale de 90% de l'angle solide,
- une granulométrie importante pour mesurer des grandes multiplicités en réduisant la probabilité de double comptage à 5%.

- une grande dynamique en charge et en énergie : identification des produits chargés de $Z=1$ à $Z=60$ et pour des énergies de 1 MeV/u jusqu'à 250 MeV/u,
- des faibles seuils en énergie, environ 1 MeV/u,
- l'identification isotopique pour les particules chargées avec une charge $Z \leq 4$.

En outre, la modularité d'INDRA permet son couplage avec d'autres détecteurs pour en améliorer certaines caractéristiques de détection : dans la troisième campagne d'expériences (1997), comme on l'a déjà dit, INDRA a été couplé à la première couronne de Chimera.

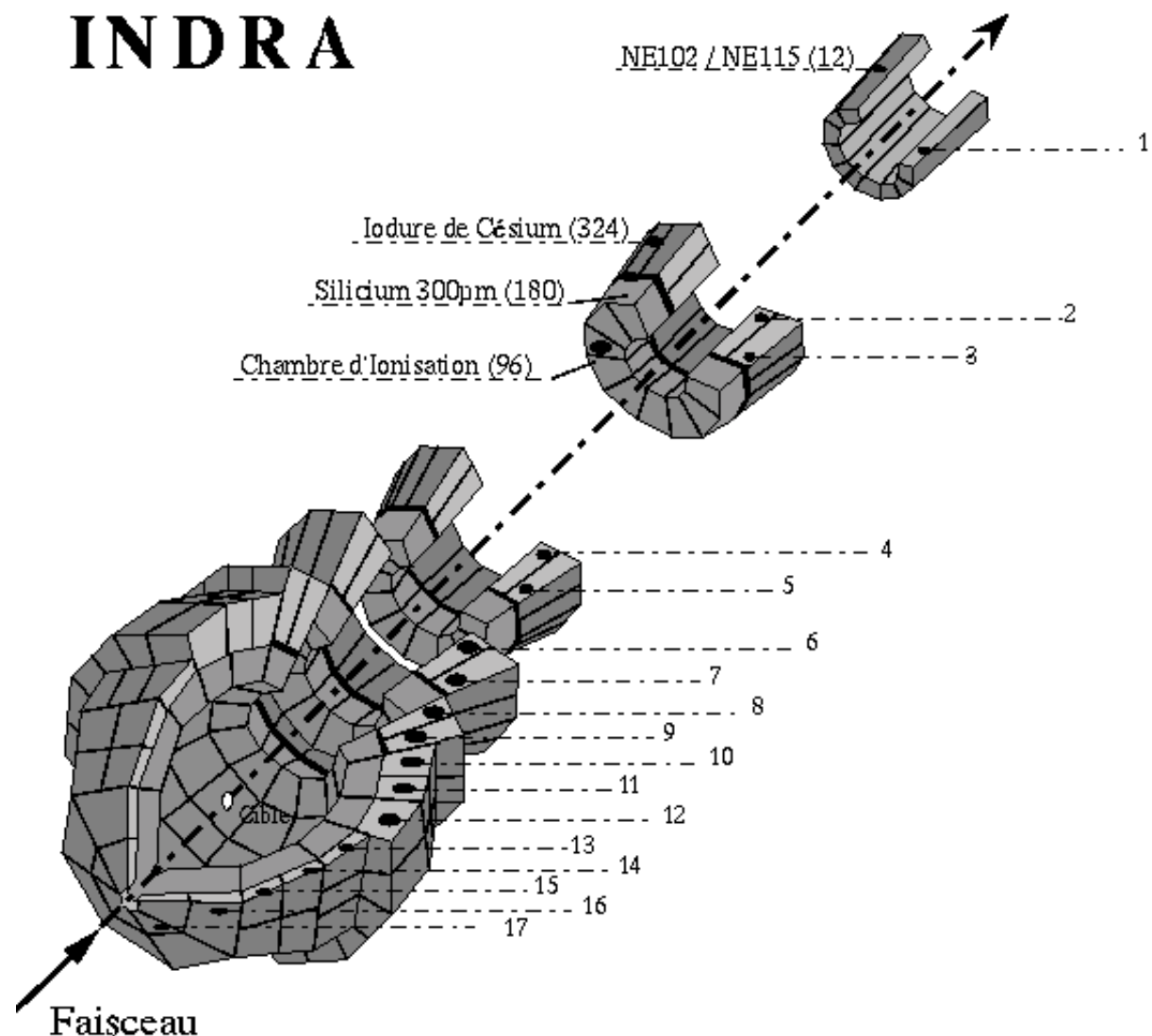


FIG. 1.1 – Vue générale du multidétecteur INDRA. Les télescopes sont répartis sur 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau, couvrant un domaine angulaire polaire de 2° à 176°.

INDRA est un détecteur modulaire. Il est constitué de 336 modules indépendants, répartis sur 17 couronnes centrées sur l'axe du faisceau, qui est axe de symétrie de l'espace de détection.

La figure (1.1) montre une vue d'ensemble d'INDRA.

INDRA a une symétrie cylindrique : chaque couronne se trouve sur une sphère dont le rayon est égal à la distance de cette couronne à la cible. Ce type de géométrie a été choisi sur la base de considérations physiques puisque la distribution azimutale des produits d'une réaction est uniforme autour de l'axe du faisceau incident.

Les figures (1.2) et (1.3) montrent les vues en coupe et de profil des 17 couronnes du multidétecteur INDRA.

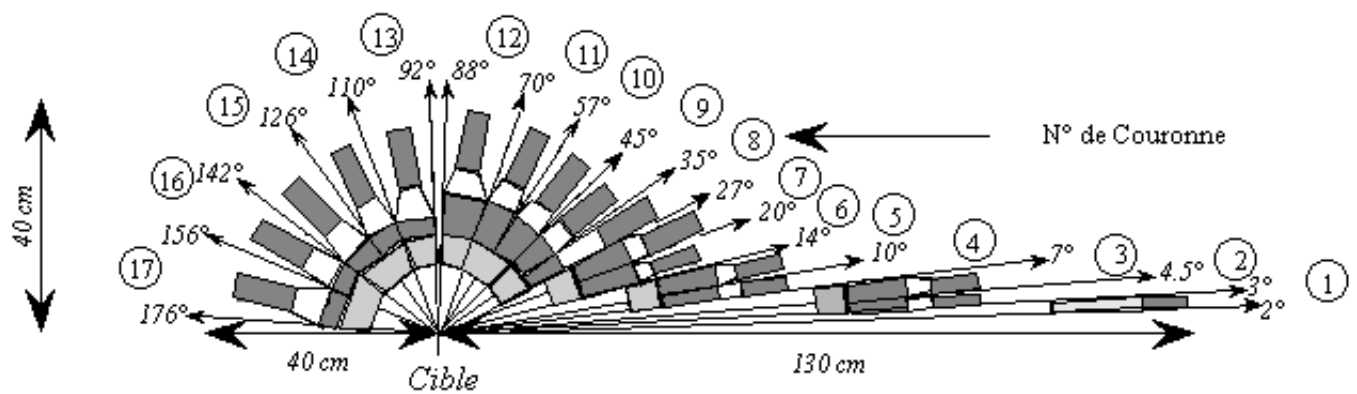


FIG. 1.2 – Vue en coupe du multidétecteur INDRA.

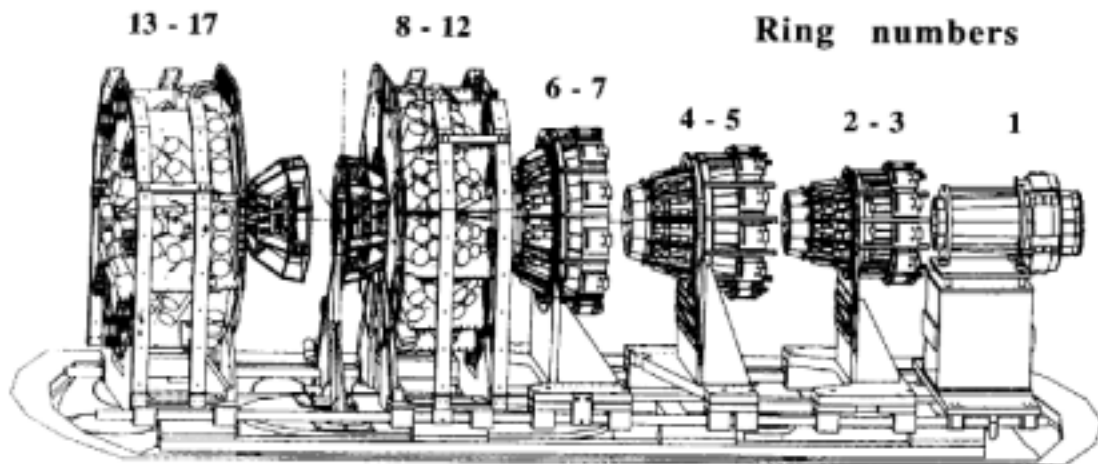


FIG. 1.3 – Vue de profil des 17 couronnes d'INDRA.

Les modules qui constituent chaque couronne sont des télescopes à trois ou à deux étages de détection (selon le domaine angulaire) ayant une densité différente : ils utilisent la technique ΔE - E et ainsi permettent de mesurer l'énergie E et la charge Z (et la masse A pour les particules légères jusqu'à $Z=4$) des particules émises événement par événement.

Comme il est montré dans la figure (1.4), les chambres à ionisation (ChIo) représentent le premier étage de détection et sont adaptées pour l'identification de fragments lents qui y déposent une fraction importante de leur énergie. Les siliciums ou les cristaux d'iodure de césium (activé au thallium) forment le deuxième étage, selon leur position angulaire et le troisième étage est constitué par des cristaux d'iodure de césium pour détecter les particules légères énergétiques.

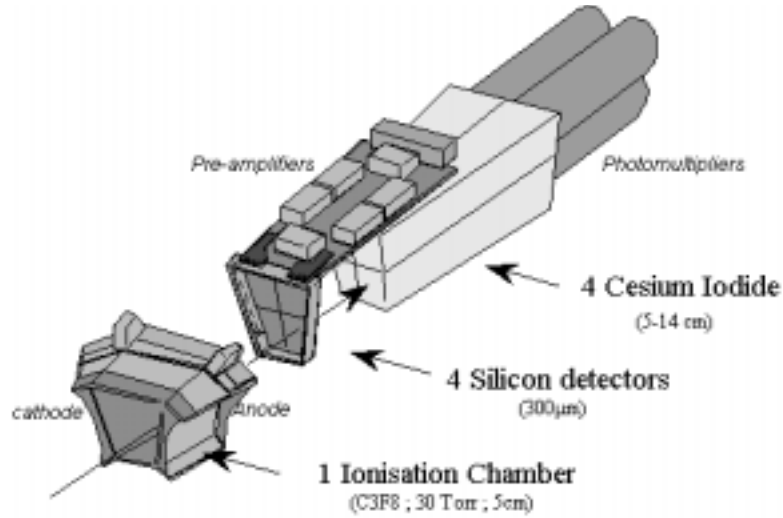


FIG. 1.4 – Vue d'un télescope d'une couronne avant d'INDRA : une chambre d'ionisation suivie par quatre détecteurs Si (300 μm) et de quatre CsI.

Les tableaux (1.1) et (1.2) montrent la configuration de chaque couronne : le nombre des détecteurs par couronne, l'angle solide, l'épaisseur ainsi que les angles polaires minimums et maximums.

Les couronnes d'INDRA ont une couverture angulaire différente selon leur emplacement. En effet, dans le repère du laboratoire, la vitesse du centre de masse a pour effet de focaliser les particules à l'avant en donnant ainsi une émission de produits de réaction plus prononcée dans la direction du faisceau et donc une asymétrie qui devient encore plus accentuée dans le cas de réactions en cinématique inverse (projectile lourd sur cible légère). Pour compenser cette anisotropie, l'angle solide sous-tendu par les modules d'une couronne située à l'avant est beaucoup plus réduit que celui d'une couronne située à l'arrière, où il est augmenté d'un facteur 100.

La couronne 1, placée entre 2° et 3° , est constituée de 12 détecteurs phoswich (des détecteurs scintillateurs plastiques NE102 et NE115).

Ce domaine angulaire est en effet caractérisé par un flux très élevé de particules diffusées

TAB. 1.1 – Configuration géométrique d'INDRA : Chambres d'ionisation.

Couronnes	modules	θ_{min}	θ_{max}	Δ_ϕ	$\Delta\Omega$	d	Nb de CsI par module
		(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	
2-3	12	3	7	30.00	2.9	655	3
4-5	12	7	14	30.00	10.3	385	4
6-7	12	14	27	30.00	37.7	250	4
8-9	12	27	45	30.00	86.0	120	4
10-11	12	45	70	30.00	183	120	4
12	12	70	88	30.00	155	120	2
13	8	92	110	45.00	240	120	3
14-15	8	110	142	45.00	338	120	4
16-17	8	142	176	45.00	144	120	2

θ : angle polaire Δ_ϕ : couverture azimutale

d : distance à la cible

$\Delta\Omega$: angle solide du détecteur.

élastiquement et il est donc nécessaire d'employer des détecteurs à haut taux de comptage, comme des scintillateurs plastiques lus par des photomultiplicateurs.

Pour la troisième campagne, la première couronne a été remplacée par les deux premières de Chimera.

Les couronnes 2 à 9, couvrant le domaine angulaire de 3° à 45° , sont constituées de télescopes (12 pour la couronne 2 et 24 pour les autres) à trois étages : chambre d'ionisation, silicium de $300\ \mu\text{m}$ et cristal de iodure de césium de longueur variable selon la position angulaire.

Les couronnes 10 à 17, couvrant le domaine angulaire de 45° à 176° ont seulement deux étages de détection : chambre d'ionisation et CsI. En effet le parcours des particules dans ce domaine angulaire est beaucoup plus court en raison de leur énergie plus faible.

Pour leur calibration en énergie, ces couronnes (10-17) ont été équipées de télescopes étalons : pour chaque couronne il y a un module $\Delta E-E$ constitué d'un silicium à barrière de surface de $80\ \mu\text{m}$ et d'un silicium dopé au Li de 2 mm d'épaisseur.

Dans la troisième campagne des détecteurs ont été retiré, comme il est possible de le voir dans le tableau (1.3), et à leur place ont été mis 10 détecteurs silicium de grande dimension ($5\text{cm} \times 5\text{cm}$) de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur constitués chacun de 4 pistes verticales, dans le but de détecter la quasi-cible. Comme on peut comprendre par ce tableau, ces détecteurs ont été placés dans un même plan à un angle azimutal de 270° .

TAB. 1.2 – Configuration géométrique d'INDRA : CsI et siliciums.

Couronnes	modules	θ_{min}	θ_{max}	Δ_ϕ	$\Delta\Omega$	e du CsI	e du Si
		(deg)	(deg)	(deg)	(msr)	(mm)	(μm)
2	12	3	4.5	30	0.74	138	300
3	24	4.5	7	15	1.01	138	300
4	24	7	10	15	1.70	138	300
5	24	10	14	15	3.21	138	300
6	24	14	20	15	7.01	97	300
7	24	20	27	15	11.2	97	300
8	24	27	35	15	15.8	90	300
9	24	35	45	15	26.4	90	300
10	24	45	57	15	39.6	76	
11	24	57	70	15	50.3	76	
12	24	70	88	15	81.0	48	
13	24	92	110	15	82.3	60	
14	16	110	126	22.5	93.5	50	
15	16	126	142	22.5	73.1	50	
16	8	142	157	45	91.2	50	
17	8	157	176	45	50.9	50	

 θ : angle polaire Δ_ϕ : couverture azimutale

e : épaisseur du détecteur

 $\Delta\Omega$: angle solide du détecteur

1.3 Les etages de détection

1.3.1 La chambre d'ionisation

Le premier étage de détection des couronnes 2 à 17 est composé de 96 chambres d'ionisation à champ longitudinal.

Ces chambres permettent l'identification des fragments lourds et lents.

Le choix des détecteurs gazeux est dû au fait qu'ils peuvent être adaptés aux différentes exigences de mesure. La possibilité d'en varier l'épaisseur par la pression du gaz, et donc la densité du matériau traversé par les particules chargées permet d'atteindre des seuils très faibles comme dans le cas d'INDRA, 1 MeV/u environ pour chaque espèce Z, avec des pressions faibles [SQUA96].

En effet, une coupure à basse énergie est inévitable, dû au fait qu'une particule, pour être identifiée, doit traverser complètement le premier étage du télescope et le signal laissé par son passage doit sortir du bruit électronique.

Pour chaque couronne, la circulation du gaz (C_3F_8) est commune à toutes les chambres et la valeur de la pression est de 50 mbar dans les couronnes 2 à 9 et de 30 mbar dans les couronnes 10 à 17. Les chambres à ionisation sont partagées en deux structures mécaniques

TAB. 1.3 – Détecteurs retirés pour la troisième campagne INDRA.

Chambres d'ionisation	siliciums	CsI
2-17	2-17,2-18	
3-17	3-17,3-18	3-17,3-18
4-17	4-17,4-18	
5-17	5-17,5-18	5-17,5-18
6-17	6-17,6-18	6-18
7-17	7-17,7-18	7-18
8-17	8-17,8-18	
9-17	9-17,8-18	9-18
10-17		
11-17		11-18
12-17		12-18

indépendantes : 36 cellules pour les couronnes de 8 à 12 et 24 pour celles de 13 à 17.

En général, chaque chambre a la forme d'une pyramide tronquée, de 5 cm de hauteur dont les faces d'entrée et de sortie des particules sont tangentes à deux sphères centrées sur la cible. La cathode est commune à toutes les cellules d'une même couronne et elle est constituée de 2.5 μm de mylar aluminisé. Les anodes sont indépendantes et constituées du même matériau que la cathode.

Entre la cathode et l'anode est appliquée une tension pour la collection des électrons produits par le passage d'une particule chargée ionisante. Le champ électrique est longitudinal et uniformisé par la grille de Frish, de façon que la collection des charges créées par les particules qui traversent le volume actif de la chambre, ne dépende pas de la position où ces charges ont été créées.

Compte tenu de la grande dynamique en énergie, le signal électrique issu des chambres à ionisation est codé de deux façons différentes : un premier codage, avec une résolution d'environ 1 MeV par canal (petit gain) et un second avec une résolution beaucoup plus fine de 60 keV par canal (grand gain), limitent la valeur de l'énergie à 250 MeV.

Les électrons émis en grande quantité dans les collisions entre les ions du faisceau et les atomes de la cible sont une source de bruit qui peut altérer la réponse du détecteur à gaz, surtout pour les couronnes 6 et 7, à cause de leur angle solide élevé [JPOU95]. Pour réduire ce problème on applique une tension positive de 45 kV à la cible qui a pour effet de piéger les électrons arrachés aux atomes de la cible.

1.3.2 Les siliciums

Les siliciums constituent le deuxième étage de détection des couronnes avant, de 2 à 9, soit de 3° à 45° , domaine angulaire dans lequel on attend la plupart des fragments lourds et intermédiaires.

Ils fonctionnent soit comme détecteurs E, dans le cas où les particules s'arrêtent dans

le volume actif de la jonction, soit comme ΔE dans le cas où les particules les plus rapides les traversent pour s'arrêter dans les Iodures de Césium.

A cause du haut taux de comptage dans ce domaine angulaire, il faut une granulométrie élevée afin de minimiser les effets de double comptage.

La détection optimale est donc réalisée avec 180 siliciums de 300 μm d'épaisseur. Pour chaque chambre à ionisation on a couplé trois (couronnes 2 et 3) et quatre (jusqu'à la couronne 9) siliciums, provenant de la même matrice dans laquelle ont été tracées 4 plages, afin de minimiser les zones mortes.

Pour les siliciums, l'énergie est également codée avec deux gains : petit et grand gain.

1.3.3 Les CsI

Dernier étage de détection des télescopes, les Iodures de Césium sont 324 et ont une forme et une longueur différentes selon les couronnes. La densité de ce cristal est de 4.51 g/cm^3 : il est donc adapté à arrêter les ions légers à énergies élevées : 1 cm de CsI suffit à arrêter les protons ayant une énergie de 50 MeV [VIE86] .

Leur longueur a été prévue pour pouvoir arrêter tous les produits de réaction, notamment les protons. Ils ont une longueur de 14 cm pour les couronnes de 2 à 5, où les particules plus énergétiques nécessitent une grande épaisseur de matériau pour être arrêtées; ils ont une longueur de 5 cm pour les couronnes de 14 à 17. Voir tableau (1.2).

Pour collecter le plus possible de lumière émise par le CsI, les côtés et les parties libres derrière ont été enveloppés avec 120 μm de téflon, pour inhiber les phénomènes de réfraction qui conduiraient à la perte de presque 50% de lumière. La dernière couche est constituée de mylar aluminisé.

La lumière émise par le CsI est lue par des photomultiplicateurs couplés aux cristaux par une colle optique qui transmet toutes les longueurs d'onde émises par le CsI.

En général, la perte d'énergie d'une particule chargée dans un cristal scintillateur est convertie en lumière, selon la formule de Birks [BIRKS] :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{(1 + Bk \frac{dE}{dx})} \quad (1.1)$$

où S est l'efficacité absolue de scintillation, définie comme la fraction d'énergie absorbée et convertie en énergie lumineuse en absence de quenching , k paramètre de quenching associé à tous les processus de désexcitation ne conduisant pas à la production de lumière, B constante qui lie la densité des atomes excités à la perte d'énergie par unité de longueur de matériau traversé et dL/dx est la quantité de lumière de fluorescence émise elle aussi par unité de longueur de matériau traversé.

Lors du passage d'une particule chargée le CsI émet donc une impulsion lumineuse qui dépend de la nature et de l'énergie de la particule et dont la dépendance temporelle est la suivante [CJC74]

$$L(t) = \sum_i A_i \exp(-\frac{t}{\tau_i}) \quad (1.2)$$

Le nombre de termes nécessaires pour une description adéquate de l'impulsion lumineuse émise et des paramètres (A_i, τ_i) dépend de l'activateur et de sa concentration, de la densité d'ionisation dans le cristal, de sa température et de la longueur d'onde de la lumière de scintillation.

Pour des concentrations standard de Thallium (0.1% molaire) l'utilisation de deux termes exponentiels suffit à représenter correctement les deux composantes de la lumière de scintillation et on a :

$$L(t) = A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (1.3)$$

τ_1 et τ_2 étant les constantes de temps caractéristiques ; comme il a été établi par Storey, Jack et Ward [SJW58], τ_2 est indépendant de la densité d'ionisation et sa valeur est $7.0 \mu s$; A_1 , A_2 et τ_1 dépendent de la densité moyenne d'énergie déposée dans le cristal et, en particulier on a : $0.4 \mu s < \tau_1 < 0.7 \mu s$, pour les particules chargées différentes des électrons.

L'amplitude A_2 , composante plus lente, est environ 3% de A_1 , composante plus rapide.

Les photomultiplicateurs couplés aux CsI intègrent le signal lumineux sur deux intervalles de temps différents : un court, relatif à τ_1 , signal Rapide (fenêtre de 70 ns), et un long pour τ_2 , signal Lent (fenêtre de 400 ns).

Ces signaux, comme on le verra dans le chapitre 2, sont utilisés pour effectuer la discrimination isotopique des particules plus légères, jusqu'à $Z=4$.

Pendant l'expérience, on contrôle la stabilité de ces détecteurs en éclairant les cristaux avec un laser afin d'observer des dérives éventuelles dans leur fonctionnement.

1.4 L'électronique

L'électronique a été spécialement conçue pour INDRA : en effet, les performances de l'électronique standard n'étaient pas à la hauteur des réponses des détecteurs d'INDRA, qui, en ce qui concerne les siliciums, permettent de mesurer l'énergie sur une grande gamme (quelques MeV au GeV) et avec des résolutions de l'ordre de quelques centaines de keV.

INDRA est un multidétecteur performant pour lequel l'électronique et l'acquisition des données doivent satisfaire à un certain nombre d'exigences :

- niveau de bruit très bas,
- proximité des éléments d'électronique des détecteurs (préamplificateurs),
- blindage et mise à la terre,
- contrôle informatisé de tous les paramètres susceptibles d'être changés, (comme par exemple la pression des chambres d'ionisation, les gains ect..),
- nombre minimum des connecteurs et compatibilité du système avec l'acquisition VME du Ganil.

En ce qui concerne le bruit de l'électronique, on a pu atteindre un bruit très faible de l'ordre de 1 mV en soignant la mise à la terre et le blindage afin d'éviter ou de minimiser la diaphonie (cross-talk, effet d'induction du signal sur les détecteurs voisins qui n'ont pas été touchés) et tout autre bruit dérivant du réseau ; tous les préamplificateurs des siliciums

et des chambres d'ionisation et les embases transistorisées des photomultiplicateurs des cristaux sont montés directement sur les supports de chaque couronne ; ils fonctionnent sous vide, dans la chambre à réaction, et, puisqu'ils consomment une forte puissance, il a été nécessaire d'insérer un système de refroidissement, par circulation d'eau à 18°C, intégré au dispositif, pour minimiser le bruit Jonhson dû à la dissipation de la chaleur.

Le développement du standard VXI (VME eXtension for Intrumentation) a permis de réduire le nombre des modules et des connecteurs par le regroupement, sur une seule carte électronique, de plusieurs opérations et fonctions ; il permet aussi une visualisation aisée des signaux bruts par multiplexage. Le traitement des signaux est différent selon le type de détecteur.

Comme on l'a déjà remarqué, les scintillateurs ont deux composantes d'émission, une à $\sim 0.5\mu s$ et à $\sim 7\mu s$. Ceci implique que la charge totale correspondante à un certain signal est assez importante ; le photomultiplicateur et l'embase doivent donc délivrer en sortie un grand signal de charge. Pour obtenir l'effet voulu les embases ont été transistorisées pour les adapter à des intensités importantes.

Deux types de préamplificateurs de charge ont été développés spécialement pour les chambres d'ionisation et pour les siliciums. Leurs caractéristiques sont différentes : le pré-amplificateur dessiné pour les chambres, à cause des petites énergies déposées et du faible courant de conversion, a une grande sensibilité et un bruit très bas ; celui adapté pour les siliciums a une basse sensibilité due aux énergies grandes qui y sont déposées.

La grande sensibilité des pré-amplificateurs donne, pour la chambre remplie de gaz C_3F_8 , des impulsions de 20mV/MeV et 2 mV/MeV pour les siliciums.

Comme on a déjà vu, les chambres d'ionisation et les siliciums délivrent des signaux qui sont intégrés sur deux gains. Le petit gain couvre l'étendue des énergies de 1 MeV jusqu'à 4 GeV, avec une résolution de 1 MeV/canal et le grand gain couvre à partir de quelques centaines de keV jusqu'à 250 MeV avec 62 keV/canal.

1.5 Le trigger

Le trigger est le système de sélection des événements : il envoie des signaux logiques aux ADC et s'occupe de la liaison avec le système d'acquisition.

Un type de sélection des événements se base sur la multiplicité : en fait la structure d'INDRA a une symétrie cylindrique et les événements physiques se développent sur tout l'espace autour de la cible, plus ou moins symétriquement selon le type de cinématique. Ils obligent donc à une sélection dépendant du nombre de détecteurs touchés sur toutes les couronnes.

Les signaux logiques des chambres d'ionisation ne sont pas utilisés ; chaque cellule de détection délivre un signal de 0.3 mA quand elle est touchée et tous les signaux sont additionnés de façon à donner 17 signaux de multiplicité.

Avec un module regroupueur (OR logique) on crée un signal individuel lorsqu'une particule frappe le CsI ou le Si d'un même télescope. Pour les couronnes de 10 à 17 l'OR prend en considération aussi le Si(Li).

Les circuits du regroupeur délivrent un signal aux ADC où est prise la décision d'acceptation ou de rejet d'un événement. Celle-ci est réalisée à travers le mode dit asynchrone qui permet en parallèle l'intégration des signaux analogiques et l'analyse du trigger (déclenchement).

Lorsqu'une voie est touchée, son discriminateur donne un signal et ouvre la porte correspondante d'intégration. A la fin d'un temps d'environ $1 \mu\text{s}$, est généré un point de validation. Si l'événement est accepté, le trigger envoie une porte de validation à tous les modules de codage et la conversion est faite pour toutes les voies ayant leur point de validation en coïncidence avec le trigger; pendant cette opération tous les canaux sont désactivés par un signal qui inhibe les ADC.

Le retard de $1 \mu\text{s}$ sur la validation donne le temps d'attendre les modules les plus lents.

Un module VXI, appelé sélecteur, permet de changer la configuration du trigger par software.

Il y a deux choix possibles : le mode physique et le mode test.

Le premier permet de choisir le mode de sélection des événements physiques, et le second de piloter les générateurs pour le contrôle de la stabilité de l'électronique.

Pour la prise de données relative aux réactions étudiées dans ce travail ($^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV) le trigger de multiplicité a été fixé à une multiplicité plus grande ou égale à 5 ($M \geq 5$).

1.6 Le détecteur Chimera

Le détecteur Chimera (Charged Heavy Ion Mass and Energy Resolving Array) est un hodoscope qui couvre l'angle solide 4π conçu pour l'étude des réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires.

Il a été utilisé pour la première fois lors de la troisième campagne d'expériences, où l'on a couplé une partie de Chimera à INDRA (Figure (1.5)).

Chimera est formé de 35 couronnes dont l'axe de symétrie est le faisceau et dont les 18 premières, rangées en 9 anneaux, couvrent un domaine angulaire entre 1 et 30 degrés et peuvent être placées à une distance de la cible variant de 100 cm jusqu'à 350 cm. Les autres couronnes sont disposées sur une sphère de rayon de 40 cm, le domaine angulaire ainsi couvert varie de 30 à 176 degrés.

Chimera a une efficacité géométrique de 95% de 4π et une haute granularité, due aux 1192 cellules de détection, qui permet avec une grande probabilité la reconstruction totale de l'événement [CHIM95],[PAG2004].

Chaque cellule de détection est constituée par un silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ et par un CsI(Tl) dont la profondeur est adaptée pour arrêter toutes les particules chargées.

Chimera utilise trois techniques d'identification : la technique ΔE -E pour l'identification des produits lourds, le Temps de Vol (TOF) pour la mesure de la masse et la méthode de l'analyse de la forme de l'impulsion émise par le cristal pour identifier les particules légères chargées.

La technique de la mesure de l'énergie et du temps de vol permet l'identification en masse de fragments jusqu'à des masses entre 47 et 61 pour la première couronne et avec une résolution de l'ordre de 0.5% en énergie pour des valeurs de l'énergie de 2 MeV/A.

Actuellement l'ensemble Chimera est utilisé au LNS (Laboratori Nazionali del Sud), à Catane dans l'expérience REVERSE [CHIM01] pour l'étude des réactions en cinématique inverse. Ces études ont pour but l'éclaircissement des quelques thématiques actuelles comme l'étude de l'émission au col et des effets d'isospin ainsi que la transition de phase dans les collisions centrales, tout en ayant une information en plus (la masse) et une granularité et une résolution énergétique adaptées pour une détection presque totale des produits de réaction. L'analyse de ces données est en cours.

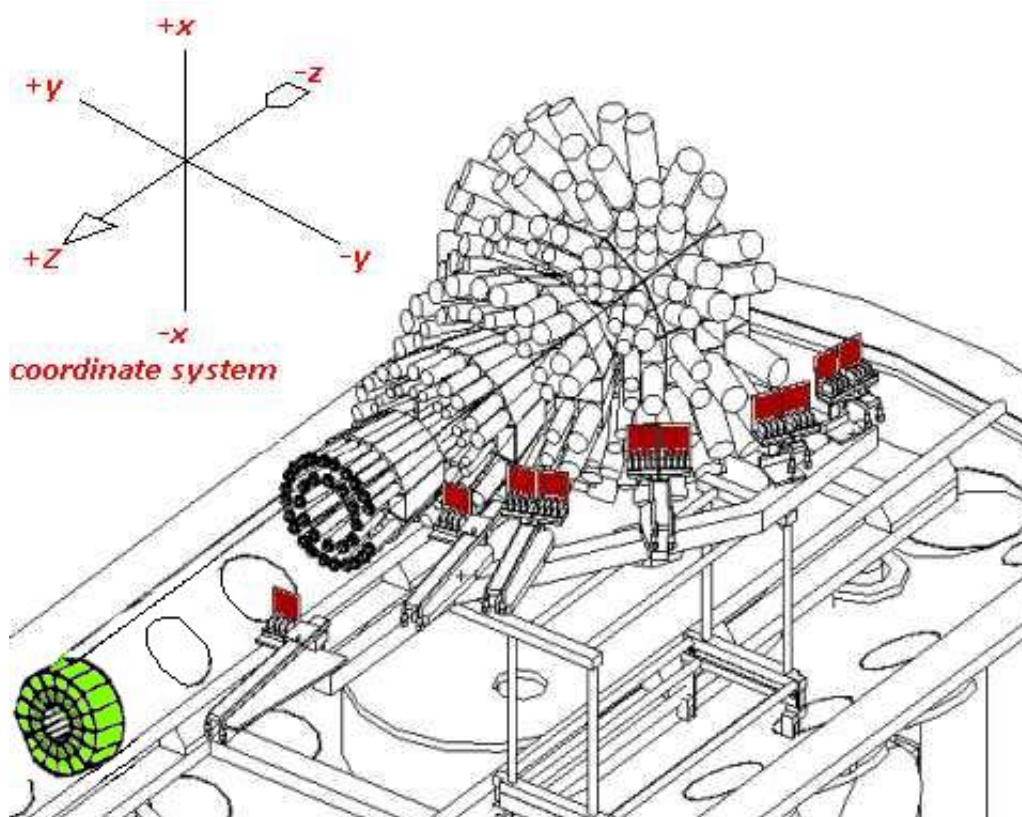


FIG. 1.5 – INDRA couplé à la première couronne de CHIMERA.

Chapitre 2

La calibration des données

2.1 Introduction

L'identification des particules qui traversent les différents étages de détection est réalisée à partir de deux techniques.

La première est basée sur la méthode ΔE -E et la seconde sur l'analyse de la forme des signaux délivrés par les CsI.

2.2 La méthode ΔE -E

Les réactions induites par faisceaux d'ions lourds produisent un grand nombre de fragments, qui, en général, selon l'énergie incidente et les mécanismes de réaction, ont une large dynamique, c'est à dire qu'ils peuvent s'étendre sur des larges domaines en M (masse), Z (charge) et E (énergie).

En plus des fragments, nous avons émission de particules légères ($Z/A \leq 4$), de γ et de neutrons.

Comme on a déjà dit, pour une exacte reconstruction cinématique de la réaction, il faudrait identifier en charge Z, en énergie E et en masse M, avec une bonne précision, événement par événement, tous les produits issus de la réaction : neutrons, particules légères et fragments.

INDRA ne détecte pas les neutrons, mais sa structure rend possible l'identification en Z, en M des particules légères et en Z des fragments, avec une bonne résolution ($\Delta Z < 1$) et la mesure de l'énergie avec des seuils de l'ordre de 1 MeV par nucléon.

Les particules chargées interagissent avec la matière à travers l'interaction coulombienne : une particule chargée qui traverse le milieu, ionise les atomes avec lesquels elle interagit ; elle subit plusieurs chocs en perdant ainsi à chaque fois une fraction de son énergie jusqu'à la dissiper complètement et à s'arrêter.

Par conséquent, nous avons donc la formation de paires ion-électron le long du parcours de la particule dans le matériau. Si ces charges sont recueillies aux bornes d'électrodes, la

charge totale ainsi obtenue, et donc le signal produit, sera proportionnel à l'énergie perdue par la particule dans le matériau.

La relation qui relie la perte d'énergie spécifique de la particule aux grandeurs caractéristiques de la particule et du milieu (en approximation non relativiste) est la relation de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = A \frac{Z_e^2}{v^2} \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (2.1)$$

où: v est la vitesse de l'ion; Z_e est sa charge efficace (égale au numéro atomique pour les vitesses élevées et les ions légers); m est la masse de l'électron, A est une constante dépendante du milieu absorbant et I le potentiel moyen d'ionisation pour les atomes du milieu absorbant (environ $12 Z_a$ eV, où Z_a est le numéro atomique du milieu absorbant).

Nous pouvons également écrire la relation (2.1) comme:

$$-\frac{dE}{dx} = B \frac{Z_e^2 M}{E} \ln \frac{bE}{M} \quad (2.2)$$

où: B est une constante indépendante des paramètres de l'ion, E son énergie et M sa masse et $b = \frac{4m}{I}$.

Le terme logarithmique dans l'équation (2.2) varie très lentement pour des ions légers au dessus de 1 MeV/A.

On peut généralement déterminer de façon simultanée les deux grandeurs Z et E avec l'utilisation d'un télescope ΔE - E : le premier détecteur, celui qui mesure le ΔE , a une épaisseur telle que les particules le traversent complètement en perdant une petite fraction de leur énergie; les particules s'arrêtent dans le deuxième détecteur qui fournit donc leur énergie résiduelle E . L'énergie totale de chaque particule est alors obtenue en additionnant les deux contributions: $\Delta E + E$. En prenant en considération les deux signaux ΔE et E en coïncidence on peut identifier la particule: pour chaque ion on peut associer son énergie résiduelle E et son énergie ΔE ; pour chaque valeur E on a alors différentes valeurs de ΔE , dépendant comme Z^2 .

En fait une approximation de l'équation (2.2) peut s'écrire:

$$E \Delta E = \Delta x M Z^2 \quad (2.3)$$

si l'on représente sur des cartes bidimensionnelles les valeurs ΔE en fonction des valeurs E on obtiendra des hyperboles pour chaque valeur de Z .

Un système plus complexe utilise deux détecteurs ΔE qui permettent de mieux identifier les particules [GOU79].

Le choix des détecteurs est dépendant de l'énergie et des particules que l'on veut identifier: avec INDRA, on utilise une chambre à ionisation ou un silicium comme détecteur ΔE et un scintillateur CsI(Tl) comme détecteur E .

Les épaisseurs sont déterminées selon les parcours des ions que l'on veut détecter dans les matériaux.

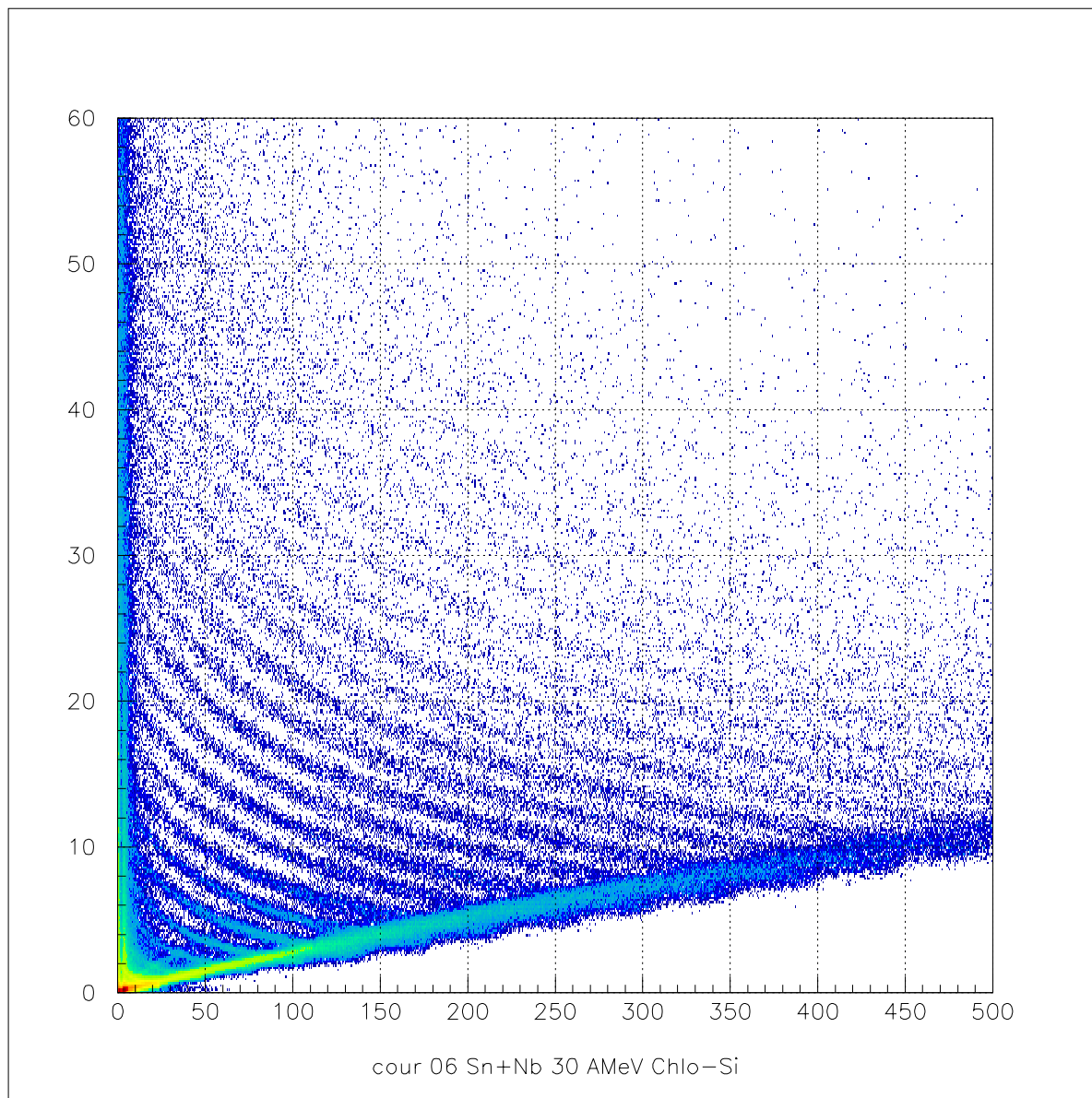


FIG. 2.1 – Exemple de carte ΔE -E chambre d'ionisation-silicium pour le système $Sn+Nb$ à 30 A.MeV, couronne 6.

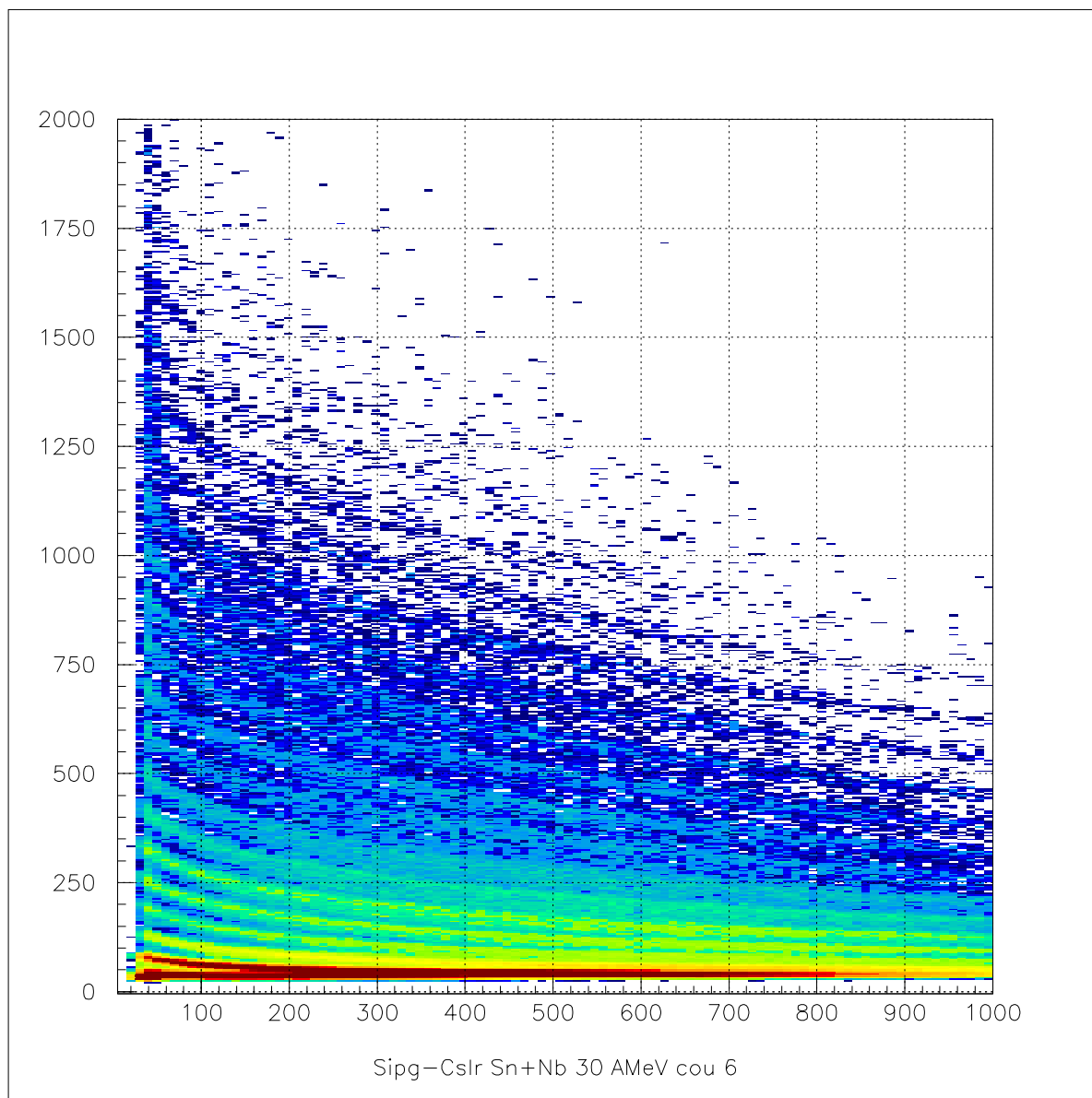


FIG. 2.2 – Exemple de carte ΔE - E Silicium-CsI pour le système $Sn+Nb$ à 30 A.MeV, couronne 6.

TAB. 2.1 – *Parcours dans le Si en μm*

E(MeV)	p	d	t	3He	α	^{16}O	^{40}Ar
10	710	433	331	82	70	7	5
50	12300	7170	5238	1311	1058	37	15
100	41910	24508	17853	4465	3577	96	28
150	84714	50150	36604	9150	7325	182	43
200	138428	83125	60841	15217	12194	1373	56

Dans le tableau (2.1) figurent les épaisseurs de Si nécessaires pour arrêter des particules ayant une énergie entre 10 et 200 MeV. Le parcours est exprimé en μm et on peut remarquer la dépendance du parcours en fonction de l'énergie et de la masse. Pour les ions lourds des petites épaisseurs de Si sont suffisantes. Pour les particules légères à plus grandes énergies (100-200 MeV) on ne peut pas utiliser des siliciums.

Un exemple de carte ΔE -E est donné par la figure (2.1) où le détecteur ΔE est la chambre d'ionisation et le détecteur E est le silicium, pour la couronne 6 de la réaction Sn+Nb à 30 A.MeV.

La figure (2.2) montre, pour la même couronne et pour le même système, la matrice ΔE -E pour le silicium (ΔE) et pour le CsI (E).

2.3 Etalonnage en énergie.

Un étalonnage précis en énergie des détecteurs est très important, vu que toutes les propriétés cinématiques des réactions examinées seront déduites de l'énergie des produits détectés.

Diverses sont les méthodes appliquées étant donnée la diversité des détecteurs d'IN-DRA.

Nous allons donner ces méthodes pour les siliciums, les chambres d'ionisation et pour les iodure de césium.

2.3.1 Etalonnage en énergie des siliciums.

L'étalonnage des siliciums dépend de la charge des fragments détectés. Pour des fragments légers ($Z < 12$) il a été utilisé un générateur d'impulsion de précision : l'amplitude de l'impulsion est convertie en MeV à travers la comparaison des signaux obtenus d'une source d'alphas provenant de la désintégration du ^{212}Bi (35%) et du ^{212}Po (65%). Les alphas ainsi émises ont deux énergies différentes : 6.062 MeV et 8.785 MeV qui représentent deux points d'étalonnage pour les particules légères.

L'étalonnage pour les fragments plus lourds est réalisé à travers la diffusion élastique des faisceaux d'ions lourds (Ar, Ni, Xe) à basse énergie entre 7 et 9 MeV, sur cible d'Au, au Ganil. Ces ions permettent d'avoir des angles d'effleurements proches de 40° et de pouvoir ainsi observer les pics de diffusion élastique pour avoir des points d'étalonnage.

Pour les siliciums des couronnes 2 et 3, l'étalonnage est possible à travers la diffusion élastique des faisceaux d'ions à énergies plus élevées. Avec ces mesures il a été possible d'établir que le défaut de collection des ions (PHD, Pulse Height Defect) traversant les siliciums est moins de 1% de l'énergie. Pour les fragments arrêtés dans le silicium, le PHD reste très limité pour des charges Z jusqu'à 20. Pour les autres charges il a été utilisé une loi exponentielle pour corriger le PHD [MOU78].

Les siliciums étalons Si(Li) sont étalonnés à travers des protons et des alphas de faisceaux secondaires utilisés pour la calibration des iodures de césium.

2.3.2 Etalonnage en énergie des chambres d'ionisation.

L'étalonnage en énergie des chambre d'ionisation est réalisé simultanément à celui des siliciums. Il suit la même procédure. Les mesures réalisées pour les siliciums sont en effet répétées deux fois : une fois avec les chambres vides et une fois avec les chambres remplies avec le gaz à la pression utilisée pendant l'expérience (30 et 50 mbars). La différence de réponse des siliciums fourni la valeur de l'énergie perdue dans les chambres.

Les valeurs d'étalonnage ainsi obtenues sont couplées aux valeurs obtenues par un générateur d'impulsion qui est utilisé pour vérifier la linéarité de la chaîne électronique pendant l'expérience.

2.3.3 Etalonnage en énergie des scintillateurs à iodure de cesium.

L'étalonnage des scintillateurs est réalisé avec des particules et des fragments d'énergie déterminée car il est connu que la réponse en lumière des scintillateurs dépend de la nature de la particule incidente et elle n'est pas linéaire en énergie.

Pour l'étalonnage des scintillateurs il est possible d'avoir, au Ganil, des faisceaux secondaires des particules légères (principalement isotopes d'Hydrogène et d'Helium).

Les procédures d'étalonnage sont partagées en deux groupes, selon que les scintillateurs appartiennent aux couronnes de 2 à 9 ou qu'ils soient situés aux angles arrière.

Pour les scintillateurs situés au dessous de 45° (couronnes 2-9), la plage en énergie obtenue avec la diffusion des particules secondaires est assez large pour permettre l'étalonnage pour les particules légères. Pour les fragments ayant charge $Z \geq 3$, l'étalonnage dépend de l'énergie déposée dans les siliciums. La mesure de la perte de l'énergie dans les siliciums, associée à l'épaisseur de ces détecteurs permet de déduire l'énergie incidente de la particule et de trouver ainsi l'énergie résiduelle détectée par le scintillateur.

Pour les scintillateurs situés à l'arrière (pour des angles entre 45° et 176°) sont utilisés les Si-Si(Li) avec la même méthode.

2.4 Identification en charge.

Matrices chambre d'ionisation-silicium.

Dans le cadre de la troisième campagne d'expériences réalisées avec le multidétecteur INDRA, nous avons identifié en charge les particules et les fragments détectés dans les télescopes chambre d'ionisation-silicium. Cette identification a été réalisée sur le système Nb+Sn à 30 A.MeV, pour lequel la figure (2.1) montre une matrice chambre d'ionisation-silicium.

La méthode utilisée a été proposée par L.Tassan-Got [TGOT]. L'idée de base est d'utiliser une fonction qui reproduit les lignes de Z des données avec une bonne précision.

La fonction, comme on le verra plus loin, a comme paramètres la charge Z et la masse A et l'identification est obtenue par l'inversion de cette fonction en correspondance d'un ΔE et d'un E donnés de façon à obtenir Z et A.

A partir de la formule de Bethe (équations (2.1) et (2.2)) on peut écrire une formule plus simple pour la perte d'énergie d'un fragment ayant une énergie ϵ , une masse A et une charge nucléaire Z, dans un matériau détecteur:

$$\frac{d\epsilon}{dx} = \frac{Z^2}{f(\frac{\epsilon}{A})} \quad (2.4)$$

Soit F la fonction intégrale de f :

$$F(x) = \int_0^x f(x) dx \quad (2.5)$$

Si on intègre l'équation (2.4) on obtient la relation entre le parcours du fragment dans le matériau et son énergie:

$$F(\frac{\epsilon}{A}) = \frac{Z^2}{A} X \quad (2.6)$$

La relation (2.6) est valide dans le cas où le fragment perd une énergie ΔE dans le premier détecteur d'épaisseur ΔX et son énergie résiduelle dans le deuxième détecteur d'épaisseur X.

Lorsqu'on applique la relation (2.6) pour l'énergie totale on a :

$$\begin{cases} \frac{Z^2}{A}(X + \Delta X) = F\left(\frac{E + \Delta E}{A}\right) \\ \frac{Z^2}{A}(X) = F\left(\frac{E}{A}\right) \end{cases} \quad (2.7)$$

qui donne :

$$\Delta E = AF^{-1}\left[F\left(\frac{E}{A}\right) + \frac{Z^2}{A}\Delta X\right] - \frac{E}{A} \quad (2.8)$$

Pour pouvoir inverser la fonction F il faut choisir une forme simple pour la fonction f. Par exemple une forme similaire à la formule de Bethe (2.2), où $f(\frac{\epsilon}{A})$ est proportionnelle à

$\frac{\epsilon}{A}$, puisqu'on peut considérer constant le terme logarithmique. Il est donc possible de choisir la forme suivante:

$$f\left(\frac{\epsilon}{A}\right) = \left(\frac{\epsilon}{A}\right)^\mu \quad (2.9)$$

avec $\mu \approx 1$. L'équation (2.8) prend ainsi la forme suivante :

$$\Delta E = [E^{\mu+1} + (\mu + 1)Z^2 A^\mu \Delta X]^{\frac{1}{(\mu+1)}} - E \quad (2.10)$$

En supposant que la réponse du détecteur soit linéaire et que les données soient représentées par l'équation (2.10), il est alors possible de réaliser un fit à l'aide de la fonction suivante :

$$\Delta E = [(gE)^{\mu+1} + (\lambda Z^{\frac{2}{(\mu+1)}} A^{\frac{\mu}{(\mu+1)}})]^{\frac{1}{(\mu+1)}} - gE \quad (2.11)$$

où figurent trois paramètres: g qui est le rapport des gains électroniques, λ qui prend en compte l'épaisseur du premier détecteur et μ dont la valeur est proche de 1.

Une fois les paramètres déterminés par la procédure de fit il est possible d'attribuer un Z à chaque paire $\Delta E - E$, à travers une inversion analytique de l'équation (2.11).

Toutefois, dans notre cas, la gamme de Z est très étendue et pour reproduire les lignes de Z sur tout le domaine il faut modifier l'équation (2.11) de la façon suivante :

$$\Delta E = [(gE)^{\mu+\nu+1} + (\lambda Z^\alpha A^\beta)^{\mu+\nu+1} + \xi Z^2 A^\mu (gE)^\nu]^{\frac{1}{(\mu+\nu+1)}} - gE \quad (2.12)$$

où figurent 7 paramètres: $\lambda, \alpha, \beta, \mu, \nu, \xi$ et g .

Pour une bonne convergence il faut choisir le jeu initial des paramètres: $\alpha_0 = \mu_0 = 1$, $\beta_0 = 0.5$, $\nu_0 = 1$, λ_0 déterminée à partir du commencement d'une ligne d'identification, g_0 déterminée à partir de la pente initiale et ξ_0 déterminée par un point pris à haute énergie.

Les intervalles de variation doivent être restreints aux valeurs suivantes: $0.5 < \alpha < 1.5$, $0.2 < \beta < 1$, $0.2 < \mu < 1.5$, $0.1 < \nu < 4$, $\frac{\lambda_0}{4} < \lambda < 4\lambda_0$, $\frac{g_0}{4} < g < 4g_0$, $0 < \xi$. Dans le cas où on ne cherche pas d'identification en masse, on peut prendre pour β la valeur de 0.5 et $A = 2Z$.

L'équation (2.12) ne peut pas être inversée analytiquement. Elle doit être résolue numériquement (avec la méthode dichotomique ou la méthode Newton-Raphson) pour obtenir les valeurs des Z pour chaque couple $\Delta E - E$.

Pour chaque matrice Chio-Si des systèmes étudiés pendant la troisième campagne, il a été produit une grille constituée par de nombreux points expérimentaux pour chaque ligne de Z . A l'aide de cette grille il a été possible d'ajuster les 7 paramètres de façon à engendrer un ensemble de fonctions qui reproduisent les lignes de crêtes expérimentales comme le montre la figure (2.3) pour le système Nb+Sn pour la couronne 6.

La figure (2.4) montre les matrices $\Delta E - E$ Chio-Si des systèmes Sn+Nb à 30 A.MeV (couronne 6) et Nb+Mg à 30 A.MeV (couronne 7).

Les lignes superposées sont les lignes de Z résultantes de la procédure de fit. Elles ont été calculées pour quatre domaines de Z : Z de 1 à 3, Z de 4 à 8, Z de 7 à 24, Z de 20 à 45, de façon à avoir une meilleure précision. Les intervalles de Z se superposent pour

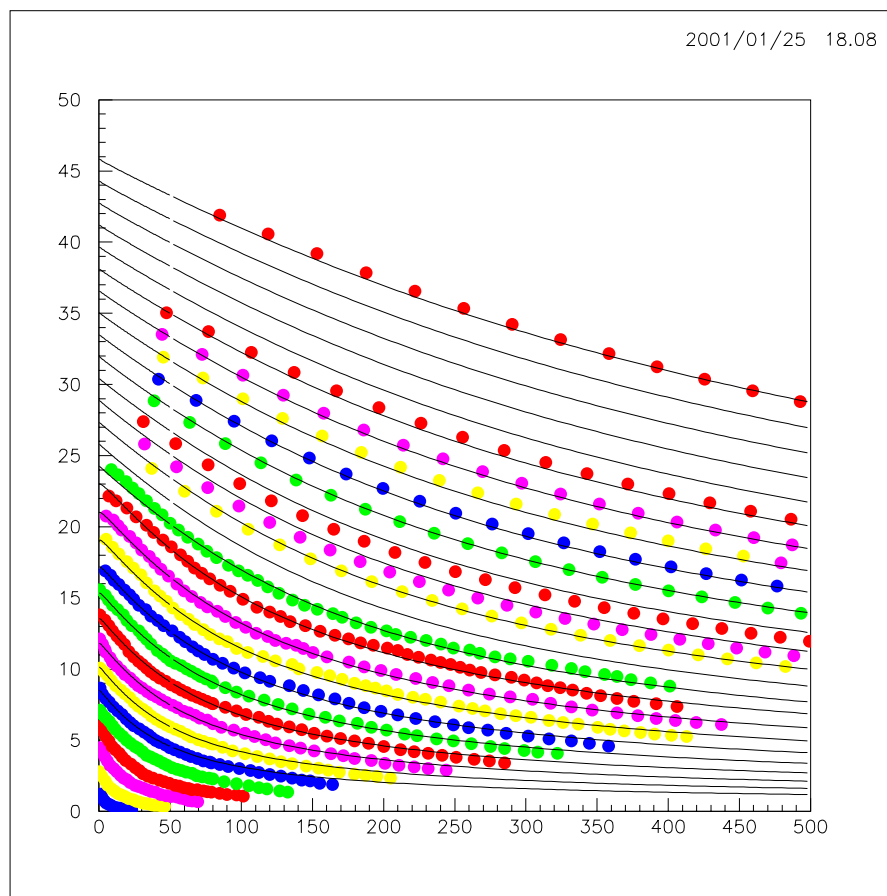


FIG. 2.3 – Illustration de l'identification: les points représentent les lignes de Z expérimentales, les courbes superposées sont les lignes de Z résultantes du fit. En ordonnée nous avons la perte d'énergie ΔE en MeV et en abscisse l'énergie résiduelle E en MeV.

obtenir un meilleur raccordement entre les différents jeux de paramètres et donc entre les différentes fonctions d'identification représentant les lignes de Z . Chaque couronne (de 2 jusqu'à 9) a donc quatre jeux de paramètres correspondants aux quatre intervalles de Z . Voir les tableaux (2.2), (2.3), (2.4) et (2.5).

TAB. 2.2 – paramètres pour $Z=1$ à $Z=3$

Couronne	g	λ	ξ	μ	ν	α	β
2-3	.758621	.547182	.334431	.253380	.838512	1.150847	.283513
4-5	.791063	.726360	.320427	.252539	.860925	1.25998	.290385
6-7	.758621	.547182	.334431	.253380	.838512	1.150847	.283513
8-9	.199970	.268081	-.853775	.395445	.455008	1.48332	.419571

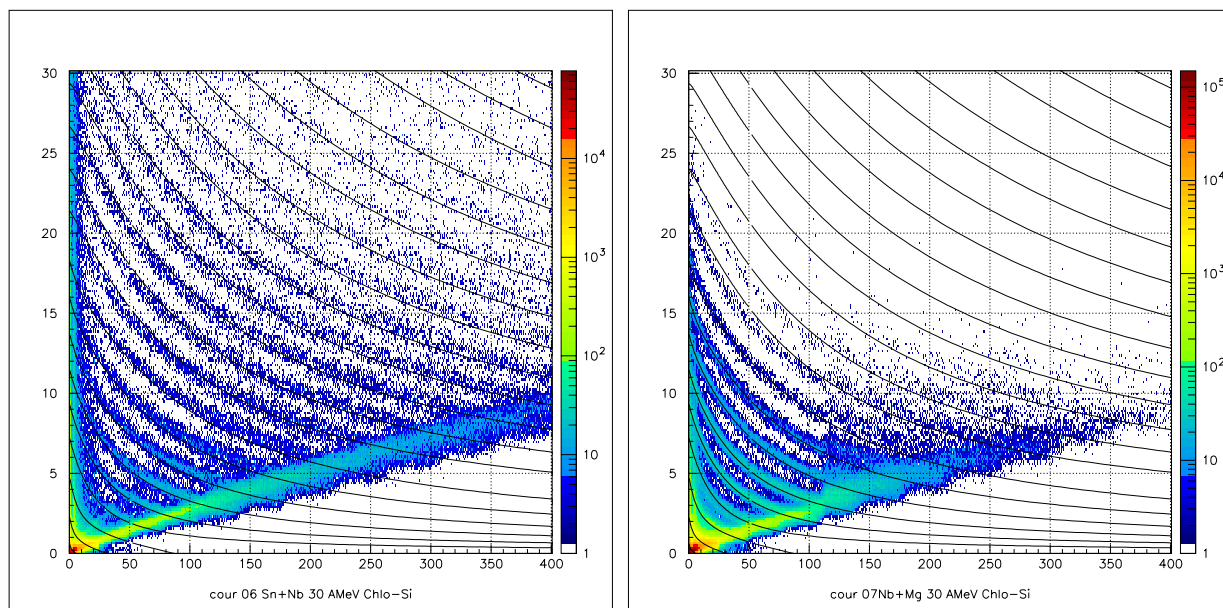


FIG. 2.4 – Matrice ΔE - E Chambre à Ionisation Silicium pour le système $Sn+Nb$ à 30 A.MeV pour la couronne 6 et pour $Nb+Mg$ à 30 A.MeV pour la couronne 7.

TAB. 2.3 – paramètres pour $Z=4$ à $Z=8$

Couronne	g	λ	ξ	μ	ν	α	β
2-3	.370312	1.27937	.175119	.800206	1.463312	.914219	.226238
4-5	.462036	1.15979	.299644	.887516	1.68218	.751321	.404154
6-7	.370312	1.27937	.175119	.800206	1.463312	.914219	.226238
8-9	.228363	.818508	.033170	.751367	1.51981	1.19073	.0260108

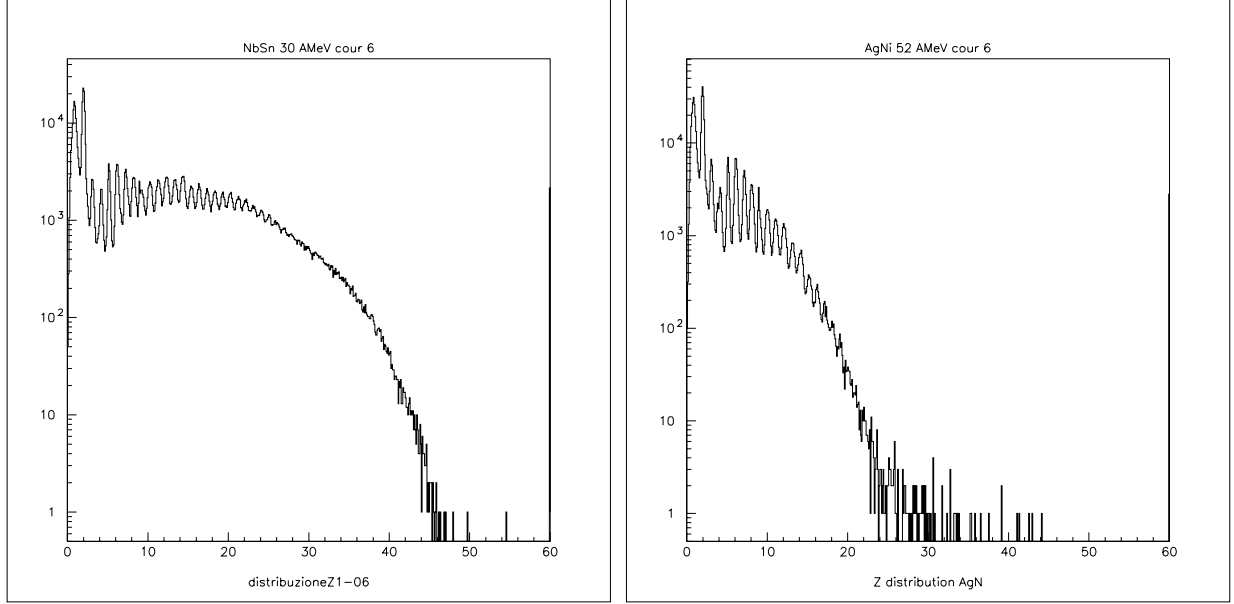
TAB. 2.4 – paramètres pour $Z=7$ à $Z=24$

Couronne	g	λ	ξ	μ	ν	α	β
2-3	.206315	1.19389	.0275992	.314803	.753314	1.05228	.154301
4-5	.168940	1.11951	.0174230	.929963	1.88392	.945005	.268893
6-7	.209437	1.121346	.0247631	.267727	.848611	1.06451	.138867
8-9	.169224	.613987	.0113821	.257573	.600410	1.114784	.150450

La figure (2.5) montre les distributions des Z obtenus pour les systèmes $Nb+Sn$ à 30 A.MeV et $Ag+Ni$ à 52 A.MeV. On identifie clairement jusqu'à $Z=20$.

TAB. 2.5 – paramètres pour $Z=20$ à $Z=45$

Couronne	g	λ	ξ	μ	ν	α	β
2-3	.161458	2.40869	.0262514	.468962	.788340	.970293	.0209580
4-5	.159915	2.25380	.0236560	.496449	.922275	.988403	.0290824
6-7	.169824	2.22317	.0274271	.427651	.715460	.983350	.0271958
8-9	.132660	1.44652	.0093582	.408493	1.05377	.984394	.0263759

FIG. 2.5 – Distribution des Z pour les systèmes $Nb+Sn$ à 30 A.MeV et $Ag+Ni$ à 52 A.MeV pour la couronne 6.

2.5 Identification isotopique pour $Z=1$ à $Z=4$.

L'identification des particules légères, telles que protons, deutons, tritons, 3He , alphas et 6He peut être réalisée car les pertes d'énergie de deux isotopes adjacents sont différentes et il est ainsi possible d'avoir des lignes de crêtes assez bien séparées.

Puisque ces particules sont complètement ionisées, leur charge est égale à leur nombre atomique Z et ainsi le paramètre MZ^2 prend des valeurs uniques permettant de les caractériser.

Lorsque la masse et le nombre atomique augmentent, les pertes d'énergie d'ions adjacents sont assez proches et de plus la charge efficace des ions n'est plus égale à Z ; les lignes de crêtes ne sont plus séparées et il va donc falloir utiliser d'autres méthodes pour avoir l'identification isotopique, par exemple la technique du Temps de Vol (TOF) qui, associée à la mesure de E , donne la masse du fragment. Cette méthode a été utilisée pour les Silicium-fragments.

L'identification isotopique pour les particules chargées à énergie élevée est réalisée à

l'aide des CsI, tandis qu'à plus basses énergies elle est donnée par les chambres d'ionisation-siliciums.

En utilisant les signaux Rapide et Lent en provenance des CsI on construit la matrice CsI-Rapide en fonction de CsI-Lent et ainsi on obtient les lignes correspondantes à chaque isotope de $Z=1$ jusqu'à $Z=4$.

La figure (2.6) montre deux matrices R-L. A gauche on a la matrice R-L pour la couronne 3, module 22 : on peut distinguer les lignes relatives à chaque Z : en partant du bas vers le haut, on a les $Z=1$ jusqu'à $Z=4$. Chacune des ces lignes est composée par des lignes, à peine visibles, donnant les isotopes de chaque Z . La figure (2.6) à droite montre, pour la couronne 4, module 9, les lignes relatives à $Z=1$; on peut dans ce cas apprécier les différentes lignes relatives aux protons, aux deutons et aux tritons. Pour les $Z=2$ seulement la ligne relative aux alphas est visible.

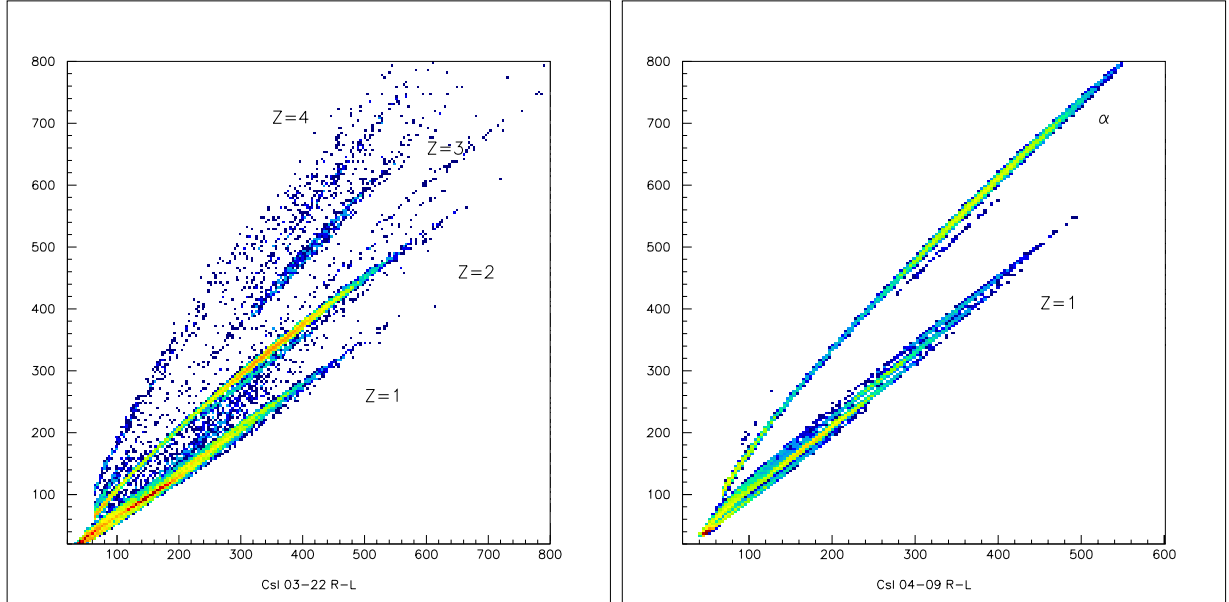


FIG. 2.6 – Identification isotopique de $Z=1$ à $Z=4$ à l'aide de la matrice R-L, CsI-Rapide en fonction de CsI-Lent, des CsI pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ 30 A.MeV; à gauche, pour la couronne 3 et le module 22; à droite pour la couronne 4, module 9.

En plus, on réalise l'identification isotopique pour les Z de $Z=1$ à $Z=4$ avec une matrice Si-CsI grand gain où on trace la perte d'énergie (en MeVx20, PID) en fonction de la lumière et, comme on peut le voir en figure (2.7), les différentes lignes pour chaque isotope et pour chaque fragment sont mises en évidence. Toutefois il n'est pas possible de bien séparer les différentes lignes des crêtes représentant les isotopes car parfois on a des superpositions qui empêchent l'attribution à un point de la matrice d'une valeur de masse bien précise. Il a fallu alors employer la méthode des séparatrices de façon à séparer, à l'aide de lignes tracées directement sur les matrices mêmes, les différents isotopes, pour chaque module et pour chaque couronne des systèmes considérés. L'écriture des fichiers

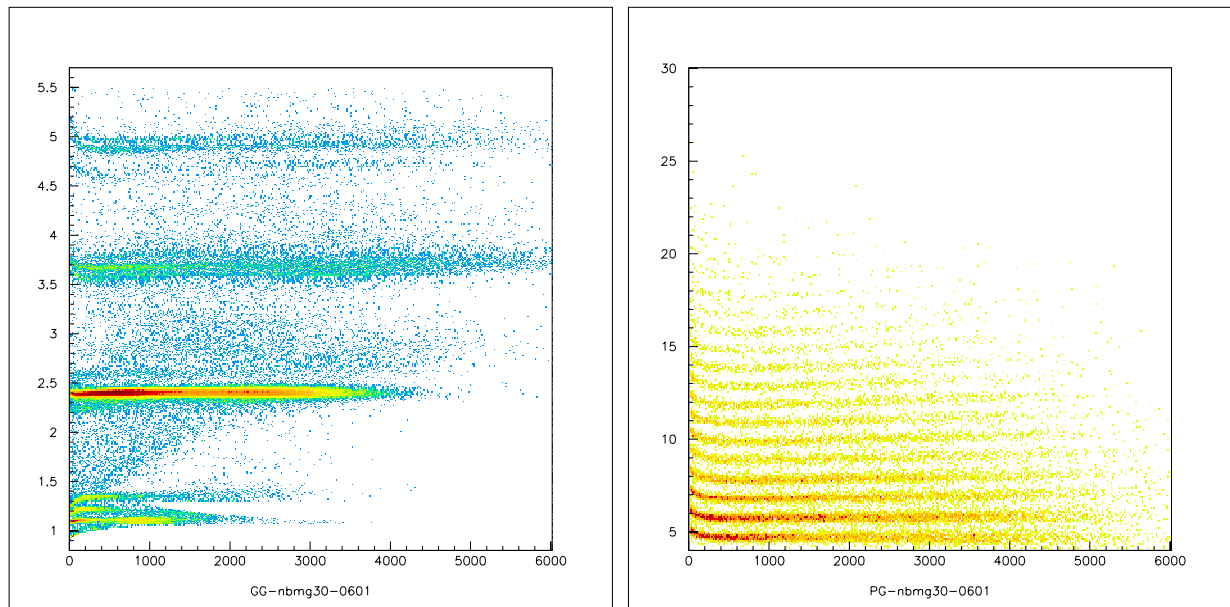


FIG. 2.7 – Identification isotopique de $Z=1$ à $Z=4$ à l'aide de la matrice *Sigg-CsI* versus lumière et identification de fragments ayant $Z > 5$ à l'aide de la matrice *Sipg-CsI* versus lumière pour le système $Nb+Mg$ 30 A.MeV, couronne 6 et module 1.

contenant les coordonnées des séparatrices ($x=hlum$ (lumière corrigée) et $y=pid$) a permis ainsi d'obtenir l'identification isotopique cherchée. La figure (2.8) montre l'identification isotopique obtenue pour les particules ayant une charge de $Z>2$ pour le système $Nb+Mg$ à 30 A.MeV, couronne 6 et module 1. On y distingue les masses à partir de $A=5$.

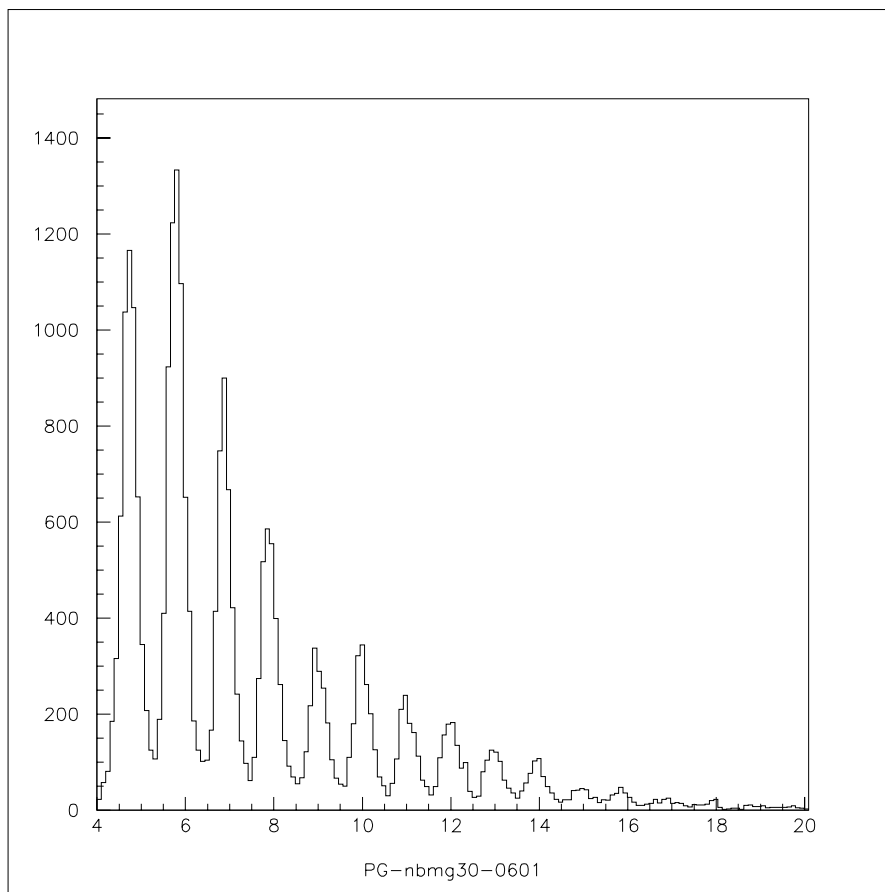


FIG. 2.8 – *Identification isotopique de $Z > 2$: on distingue les pics relatifs à chaque masse en correspondance des différents Z . Il s'agit du système Nb+Mg 30 A.MeV, couronne 6 et module 1.*

Chapitre 3

Les données expérimentales

3.1 Introduction

Les réactions qui constituent l'objet d'étude de cette thèse font partie de la troisième campagne de mesures effectuées avec le détecteur INDRA. Il s'agit d'un faisceau de ^{93}Nb sur les cibles de ^{24}Mg (épaisseur 2 mg/cm^2) et d' ^{27}Al (épaisseur 0.2 mg/cm^2) à 30 A.MeV.

Ces réactions font partie du volet des réactions proposées par le groupe Indra de l'Université Laval (Québec) pour compléter la systématique des systèmes légers et pour étudier les produits émis à mi-rapidité.

3.2 Caractéristiques générales.

Indra, comme nous l'avons vu dans le premier Chapitre, est un détecteur des produits chargés très performant. Cependant, il n'est pas parfait. Il a des zones mortes qui ne détectent pas les particules: le trou pour le passage du faisceau (entre 0° et 2° et entre 176° et 180°); l'ombre projetée par le porte-cible (pour les angles compris entre 88° et 92°) et les parois des télescopes.

En outre, pour cette campagne, la première couronne d'INDRA a été remplacée par les deux premières couronnes de Chimera. Pour la cible de magnésium, à cause du très haut taux de comptage, Chimera était masqué et donc la perte de détection est en fait jusqu'à 3° .

Il faut aussi prendre en compte les seuils en énergie qui, pour la chambre d'ionisation, correspondent à environ 1 A.MeV pour les $Z=5$ et à 1.6 A.MeV pour les $Z=20$.

Egalement, lorsqu'un ion passe de la chambre d'ionisation à un silicium, il s'avère que s'il a perdu la plupart de son énergie dans la chambre il n'a plus assez d'énergie pour donner un signal détectable dans le silicium (après avoir franchi la couche morte de protection du silicium de quelques μm); cela provoque une perte de détection pour les énergies dites de "punching-through", soit rebroussement.

Les réactions examinées sont en cinématique inverse et ainsi une énergie plus élevée dans le centre de masse des produits émis assure la possibilité de détecter la plupart d'entre eux.

De plus, les réactions les plus périphériques n'ont pas été détectées car le déclenchement de l'acquisition s'opérait pour des multiplicités supérieures à 5, l'enregistrement des données ne démarrant que lorsque cinq détecteurs au moins étaient touchés. Il faut aussi noter que pour le système Nb+Mg CHIMERA était occulté à cause du haut taux de comptage et donc la détection en angle polaire pour cette réaction était entre 3° et 176° .

Donc, pour chaque événement nous n'avons pas forcément mesuré tous les produits chargés et c'est pour cela que, lors de l'analyse, nous ferons un choix des événements à étudier; notamment ceux qu'on appelle événements complets (en charge, en impulsion...) comme on verra plus loin dans ce chapitre.

Pour chaque particule, INDRA fournit les grandeurs physiques suivantes: la charge, l'énergie et les angles moyens polaire θ et azimutal ϕ du détecteur touché.

Les angles attribués à chaque particule détectée seront obtenus par tirage aléatoire sur le domaine angulaire couvert par le détecteur touché. Pour ce qui concerne la masse (A), INDRA peut mesurer les masses des particules légères qui s'arrêtent dans le CsI, soit les masses relatives aux charges $Z=1,2,3$ et 4.

Pour toutes les autres particules nous utilisons des paramétrisations: la masse est évaluée à partir de la charge de la particule en utilisant l'une des deux formules suivantes :

$$A_{veda} = 1.867Z + 0.016Z^2 - 1.07 * 10^{-4}Z^3 \quad (3.1)$$

qui est un ajustement obtenu pour reproduire la vallée de stabilité des noyaux [BIZ95] et :

$$A_{epax} = 2.08Z + 2.9 * 10^{-3}Z^2 \quad (3.2)$$

La formule (3.2) est une paramétrisation obtenue par la simulation de la décroissance à travers les particules légères des fragments primaires très excités. Elle donne le numéro atomique prévu pour les fragments secondaires en fonction de leur Z et elle est valide dès que les fragments primaires ont une énergie d'excitation supérieure à 1 MeV/nucléon.

Sur une plage de valeurs $5 \leq Z \leq 40$ elle a une précision de ± 0.5 [CHA88a].

Les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3 donnent quelques caractéristiques cinématiques des deux réactions étudiées.

TAB. 3.1 – Les réactions $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV

	Z	A	R (fm)
projectile	41	93	5.53
cible Mg	12	24	3.52
cible Al	13	27	3.66

Dans le tableau (3.2) figurent les angles d'effleurement pour les deux réactions: comme on voit ils sont petits et en dehors du domaine de détection qui démarre à $\theta = 2^\circ$ pour la cible d'Al et à $\theta = 3^\circ$ pour celle de Mg.

TAB. 3.2 – *Caractéristiques cinématiques pour les deux réactions.*

	$E_{lab}(MeV)$	$v_{proj}(cm/ns)$	$V_{CM}(cm/ns)$	$E_{CM}(MeV)$	θ_{ef}°	$\frac{\lambda}{2\pi}(fm)$
$^{93}Nb + ^{24}Mg$	2790	7.61	6.05	572.3	1.44	0.031
$^{93}Nb + ^{27}Al$	2790	7.61	5.89	627.8	1.54	0.028

TAB. 3.3 – *Caractéristiques des deux réactions : Bass Model.*

	$B_{fus}(MeV)$	$L_{crit}^{WILCZYNSKI}(\hbar)$	$\sigma_{tot}(barns)$	$L_{max}^{Fusion}(\hbar)$	$\sigma_{fusion}(mb)$
$^{93}Nb + ^{24}Mg$	63.00	50.00	3.18	73.33	332.34
$^{93}Nb + ^{27}Al$	67.46	54.00	3.27	80.00	328.01

TAB. 3.4 – *Systématique de Viola pour les deux réactions.*

	M_{transf}	$V_{source}(cm/ns)$	$E^*(MeV)$	$\epsilon^*(MeV/nucleon)$	A_{CN}	Z_{CN}
$^{93}Nb + ^{24}Mg$	0.69	6.41	422.0	3.85	110	49
$^{93}Nb + ^{27}Al$	0.68	6.30	462.0	4.15	111	50

Donc la plupart des événements de diffusion élastique ou quasi élastique ne sera pas détectée comme on a remarqué ci-dessus, à cause de la sélection de multiplicité supérieure à 5.

Dans le tableau (3.2) sont aussi montrées les valeurs de $\frac{\lambda}{2\pi}$ définie comme [DUR2001]:

$$\frac{\lambda}{(2\pi)} = \frac{\hbar}{mv_r} \quad (3.3)$$

qui est la longueur d'onde du mouvement relatif associée à une collision nucléon-nucléon, où v_r est la vitesse relative entre les deux noyaux en collision et m est la masse du nucléon.

Comme on peut le voir ces valeurs sont bien plus petites que la distance nucléon-nucléon dans un noyau (environ 2 fm), donc le régime nucléon-nucléon est dominant par rapport à celui du champ moyen.

De plus elles sont beaucoup plus petites que la taille des noyaux impliqués dans les réactions: $R_{Nb} = 5.53fm$, $R_{Mg} = 3.52fm$ et $R_{Al} = 3.66fm$. Cela implique qu'on peut traiter les collisions entre les noyaux ^{93}Nb et ^{24}Mg et ^{93}Nb et ^{27}Al de façon classique.

Le calcul de la section efficace totale de réaction est effectué avec la formule suivante [KOX84]:

$$\sigma_{tot} = \pi r_0^2 \left(\sqrt[3]{A_p} + \sqrt[3]{A_c} + \frac{(a\sqrt[3]{A_p}\sqrt[3]{A_c})}{(\sqrt[3]{A_p} + \sqrt[3]{A_c})} - c \right)^2 \left(1 - \frac{B_C}{E_{CM}} \right) \quad (3.3)$$

où: $a = 1.9$, $c = 0.6$, $r_0 = 1.1fm$; B_C est la barrière coulombienne, environ $73.5MeV$ pour Nb+Mg et $78.4MeV$ pour Nb+Al; E_{CM} est l'énergie disponible dans le centre de masse du système. Le calcul donne: 3.40 et 3.57 barns, en accord avec les valeurs qui figurent dans le tableau (3.3) pour la section efficace totale de réaction du Modèle de Bass.

Le tableau (3.3) montre en outre les valeurs pour les barrières et le moment angulaire de fusion et la section efficace de fusion déduites du Modèle de Bass [BASS74]. En deuxième colonne on peut lire le moment angulaire critique de Wilczynski au delà duquel on a la disparition de la poche dans le potentiel nucléaire, poche responsable de l'évolution du système vers la fusion. Le moment angulaire critique sépare donc le phénomène de la fission de celui des collisions profondément inelastiques.

Dans le tableau (3.4) on a la systématique de Viola [VIOLA85] pour les deux réactions: le pourcentage de moment transféré, les énergies d'excitation totale et par nucléon et la taille du noyau composé.

On a aussi calculé la valeur de la section efficace expérimentale estimée selon la formule suivante pour la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV :

$$\sigma_{exp} = \frac{N_{evt}}{NI} \quad (3.3)$$

où:

N_{evt} est le nombre d'événements et N est le nombre d'atomes de la cible donné par la relation :

$$N = \Delta x \frac{N_A}{M} \quad (3.4)$$

où:

Δx est l'épaisseur de la cible; $N_A = 6.0225 * 10^{23}$ est le nombre d'Avogadro et M est la masse molaire.

Le nombre d'ions incidents I est donné par:

$$I = Faraday * \frac{(1 - TM)}{q * 1.6 * 10^{-19}} \quad (3.5)$$

où Faraday est le nombre de coups dans la cage de Faraday et TM est le temps mort de l'acquisition, q est l'état de charge du Nb, soit 41.

Le calcul donne, pour un run avec un nombre d'événements de 349553, la valeur de $\sigma_{exp} = 1.97$ barn, 40% en moins par rapport aux valeurs théoriques des tableaux ci-dessus.

3.3 La diaphonie

Avant d'étudier les observables expérimentales relatives aux deux réactions nous avons dû résoudre le problème de la diaphonie (cross-talk).

La figure (3.1) montre Z_{tot} , soit la charge totale détectée événement par événement pour Nb+Mg et la corrélation M_{tot} vs Z_{tot} entre la multiplicité totale et la charge totale du système. Comme il est possible de voir, dans la zone labellée comme B, la charge totale est environ 20% supérieure à 53, charge totale du système.

L'étude de la zone B nous a conduit à découvrir que la cause de cet effet est le "cross-talk" entre deux modules adjacents. Lorsqu'un fragment dépose une grande quantité d'énergie dans un détecteur, il produit un signal électrique qui induira sur les voies électroniques

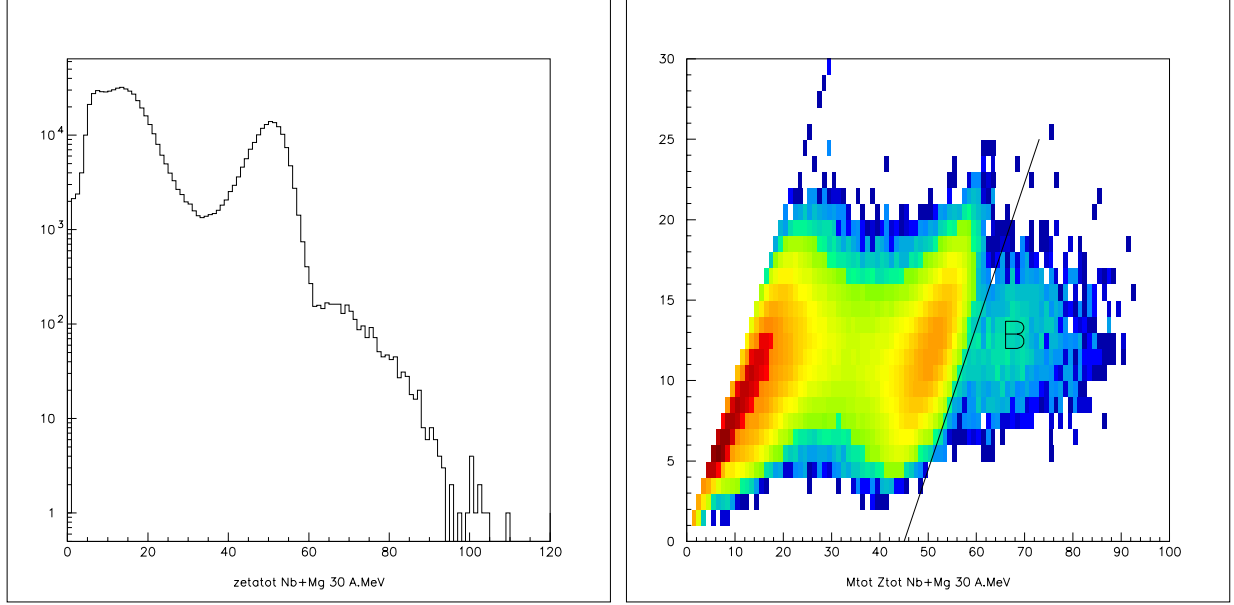


FIG. 3.1 – Distribution de Charge totale Z_{tot} et corrélation Multiplicité totale versus Charge totale pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV avec la présence de la diaphonie. La zone à droite est labellée B.

TAB. 3.5 – Exemples de fragments virtuels produits dans le cross-talk entre les couronnes 2 et 3.

	Z	de1(MeV)	de2(MeV)	de3(MeV)	E(MeV)	Cou	Mod
Frag1	36	40.299	1697.599	0.00	1717.51	2	3
Frag2	19	40.299	70.699	0.00	286.70	3	4
Frag1	32	30.100	1380.199	418.00	1844.719	2	23
Frag2	13	30.100	1.100	0.00	44.049	3	23

adjacentes des signaux simulant la détection de produits chargés. Donc, au passage du plus gros fragment (en général le résidu du projectile), il y a des événements pour lesquels on a enregistré deux fragments: le résidu et un fragment virtuel dont la taille est toujours plus grande que 10. La charge totale ainsi recoltée par événement est beaucoup plus grande que la charge totale du système.

Si on regarde de près les énergies des deux fragments considérés et leurs modules et couronnes relatifs, on s'aperçoit que l'énergie du vrai fragment est élevée tandis que l'énergie du fragment virtuel est très petite: comme on peut le voir dans le tableau (3.5) les énergies déposées dans la chambre d'ionisation (de1) sont égales pour les deux fragments et les énergies dans le silicium (de2) sont assez différentes (en particulier celle du fragment virtuel est très petite).

L'effet se produit pour des couronnes adjacentes et pour des modules adjacents. Par exemple: si on a détecté le fragment le plus gros dans le module 1 de la couronne 2, on

aura présence d'un signal simulant le deuxième gros fragment dans les modules 1 et 2 de la couronne 3, comme on voit dans la figure (3.2) en haut à gauche, ces modules sont adjacents au module dans lequel a été détecté le plus gros fragment. De plus, figure (3.2) en bas à droite, si on a détecté le résidu dans le module 9 de la couronne 2 on simulera le deuxième plus gros fragment dans les modules 9 et 10 de la couronne 3.

Il a donc fallu éliminer tous les fragments virtuels. La figure (3.3) montre la corrélation M_{tot} vs Z_{tot} et la distribution de la charge totale Z_{tot} après la correction apportée à la diaphonie en éliminant les signaux simulés.

3.4 Observables physiques mesurées

3.4.1 Multiplicités, Charge, Impulsion totale et Energie Transverse.

Les observables physiques utilisées pour réaliser l'analyse des réactions sont les grandeurs physiques directement mesurées par INDRA ou celles qu'on peut construire à partir de ces dernières.

Pour chaque particule on dispose de son énergie cinétique, de sa charge, de sa masse (mesurée ou déduite) et de sa direction de vol, soit les angles polaire et azimutal; événement par événement on a également la multiplicité (le nombre de particules chargées).

Avec ces grandeurs expérimentales on pourra construire pour chaque particule les vitesses, les impulsions et pour chaque événement toutes les variables qui peuvent nous aider à comprendre les mécanismes qui se sont produits pendant la collision des deux noyaux.

On définit la multiplicité totale comme étant le nombre total de particules par événement; par analogie la multiplicité des particules légères M_{LCP} est le nombre des particules avec une charge $Z=1$ ou $Z=2$ et la multiplicité des fragments de masse intermédiaire M_{imf} est le nombre de fragments avec une charge telle que: $3 \leq Z_i \leq 8$.

On définit aussi la charge totale d'un événement comme la charge totale détectée:

$$Z_{tot} = \sum_{i=1}^{M_{tot}} Z_i$$

où Z_i est la charge de chaque particule.

Dans le cas d'un détecteur idéal la charge totale mesurée devrait être égale à la somme des charges de la cible et du projectile pour chaque événement. Dans le cas réel, puisqu'on ne détecte pas tous les produits, la charge totale est donc une distribution sur la collection d'événements.

L'impulsion totale dans les directions x,y et z est calculée à l'aide de la relation suivante, en cinématique classique (car $\beta \ll 1$):

$$P_k^{tot} = \sum_{i=1}^{M_{tot}} A_i v_{k,i}^{Lab} \quad (3.5)$$

avec $k = x,y,z$ et

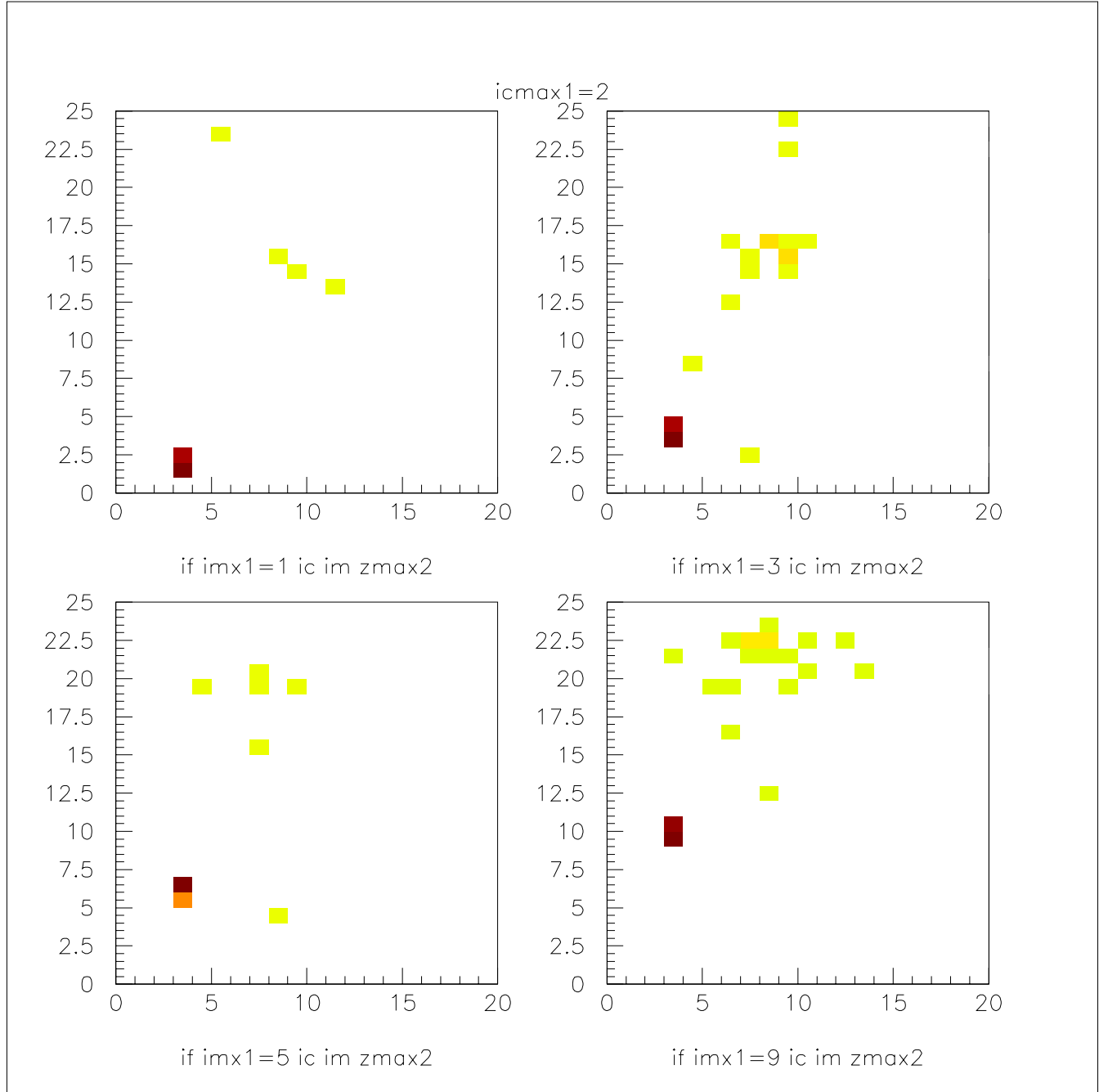


FIG. 3.2 – Diaphonie entre la couronne 2 et 3 pour les modules 1,3,5,et 9 pour le système $^{93}Nb + ^{24}Mg$ à 30 A.MeV.

$$v_i^{Lab} = \sqrt{\frac{2E_i^{Lab}}{A_i}} \quad (3.6)$$

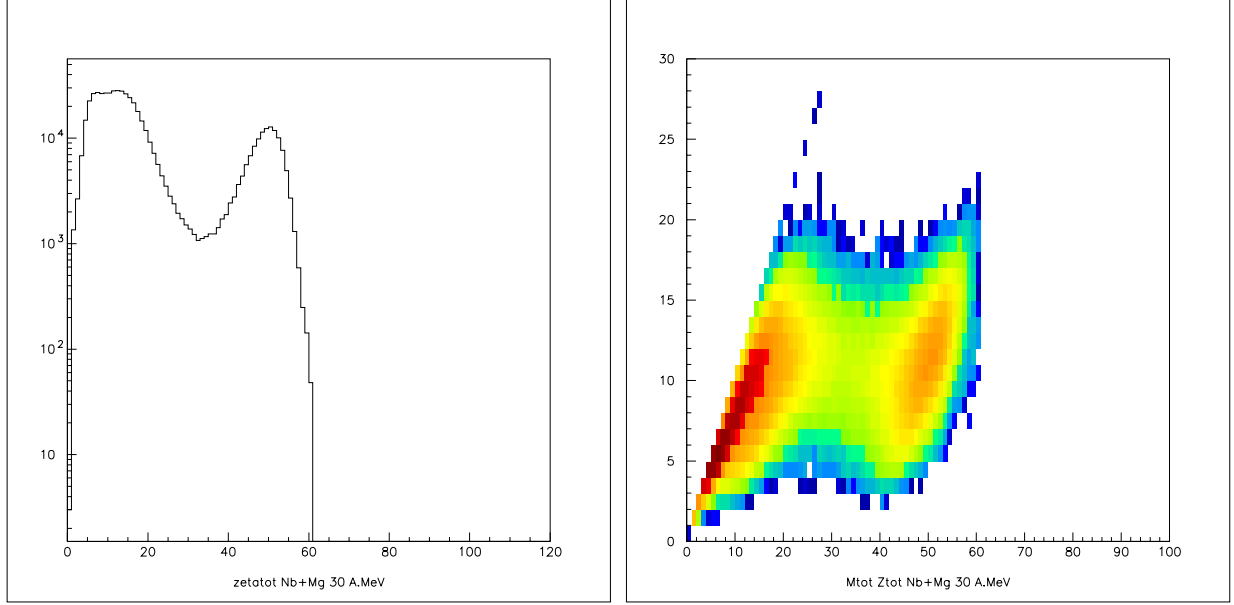


FIG. 3.3 – *Distribution de Charge totale Z_{tot} et corrélation Multiplicité totale versus Charge totale pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV corrigés pour le cross-talk.*

où v_i^{Lab} est la vitesse de la particule i dans le repère du laboratoire; z_i et A_i désignent sa charge et sa masse et E_i^{Lab} est son énergie cinétique dans le laboratoire. P_z et $v_{z,i}^{Lab}$ sont les composantes parallèles à l'axe du faisceau et $P_x, P_y, v_{x,i}^{Lab}$ et $v_{y,i}^{Lab}$ celles perpendiculaires. L'impulsion totale dans la direction du faisceau (axe z) initiale, c'est-à-dire pour la vitesse du projectile est : $P_z^{tot} = 732.82 \text{ MeV}/c$.

Une autre observable qui peut donner des informations sur les réactions est l'énergie transverse totale ou l'énergie transverse des particules légères, puisqu'elle est corrélée à la violence de la réaction: plus l'énergie transverse est élevée plus on a des réactions violentes ou bien, des paramètres d'impact petits [RIT88],[PHA93].

Elle est calculée de la façon suivante:

$$E_{trs} = \sum_{i=1}^{M_{tot}} E_i^{Lab} \sin^2 \theta_i^{Lab} \quad (3.7)$$

ou, pour les particules légères ayant $Z=1$ ou $Z=2$:

$$E_{trs12} = \sum_{i=1}^{M_{LCP}} E_i^{Lab} \sin^2 \theta_i^{Lab} \quad (3.8)$$

E_i^{Lab} et θ_i^{Lab} sont respectivement l'énergie cinétique et l'angle polaire de détection des particules dans le repère du laboratoire.

La figure (3.4) montre les multiplicités totales et celles des particules chargées pour les deux réactions, $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV: on peut noter que les deux distributions sont presque identiques parce que les deux systèmes sont très proches.

La multiplicité totale est tronquée aux petites valeurs ($M \geq 5$) à cause de la sélection $M_{trigger} = 5$ établie par le trigger. Puisque les faibles multiplicités correspondent aux

collisions périphériques, on remarquera donc que dans le cas de ces deux réactions nous avons perdu ces collisions; en outre, l'absence de déclenchements pour de multiplicités de trigger $M_{trigger} \geq 1$ nous empêche d'avoir accès à la section efficace totale et donc il est difficile d'établir une corrélation correcte entre l'énergie transverse des particules légères et le paramètre d'impact calculé avec les méthodes classiques sans se fier à un modèle qui donne le paramètre d'impact maximum (par exemple l'approximation géométrique, comme on l'a vu dans le chapitre 2). C'est à cause de cela que nous avons préféré développer l'analyse à l'aide d'un classement réalisé avec d'autres variables, comme il sera expliqué dans le prochain chapitre.

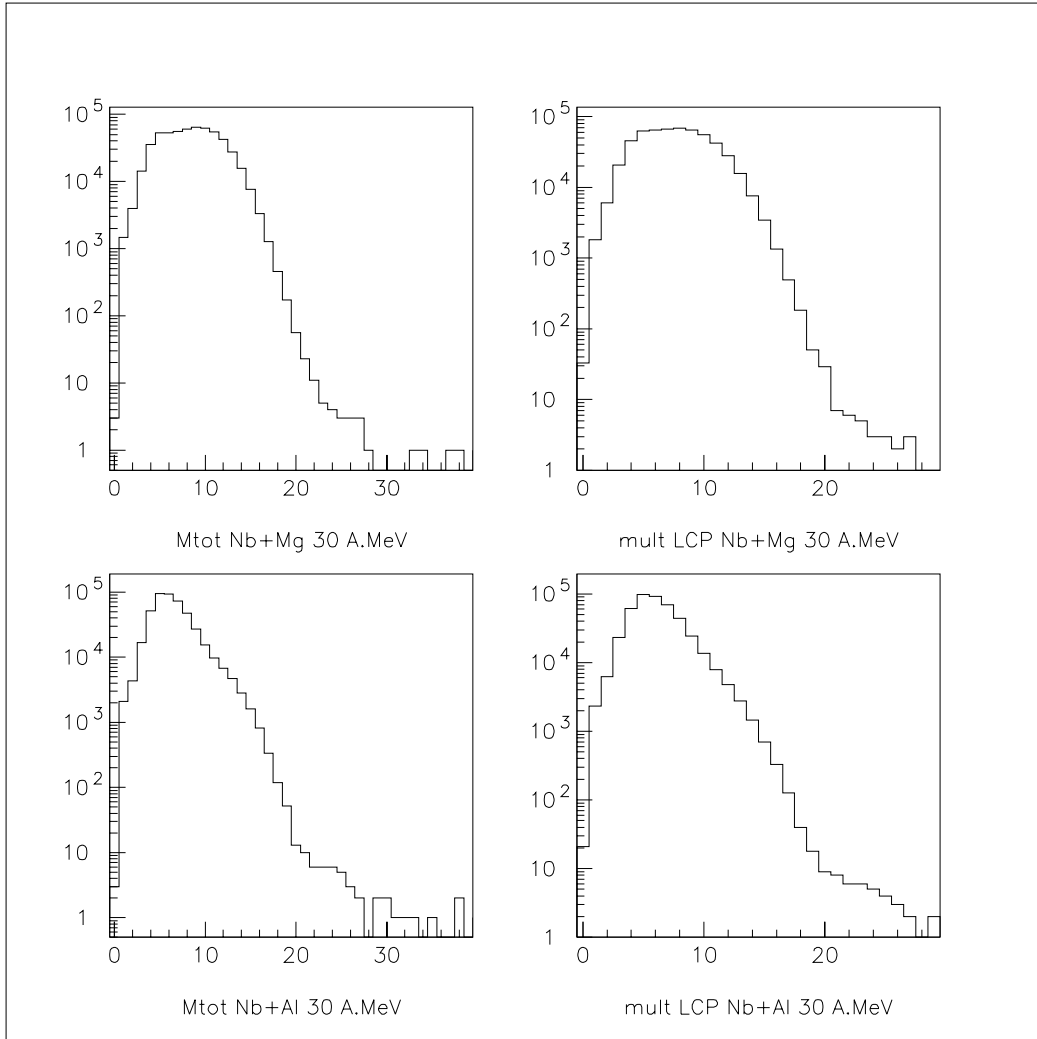


FIG. 3.4 – *Multiplicité totale et multiplicité des particules légères chargées (LCP) pour les deux réactions.*

La figure (3.5) montre la charge totale et la composante de l'impulsion parallèle au faisceau, pour les deux réactions. Pour ce qui concerne la distribution de la charge totale, elle

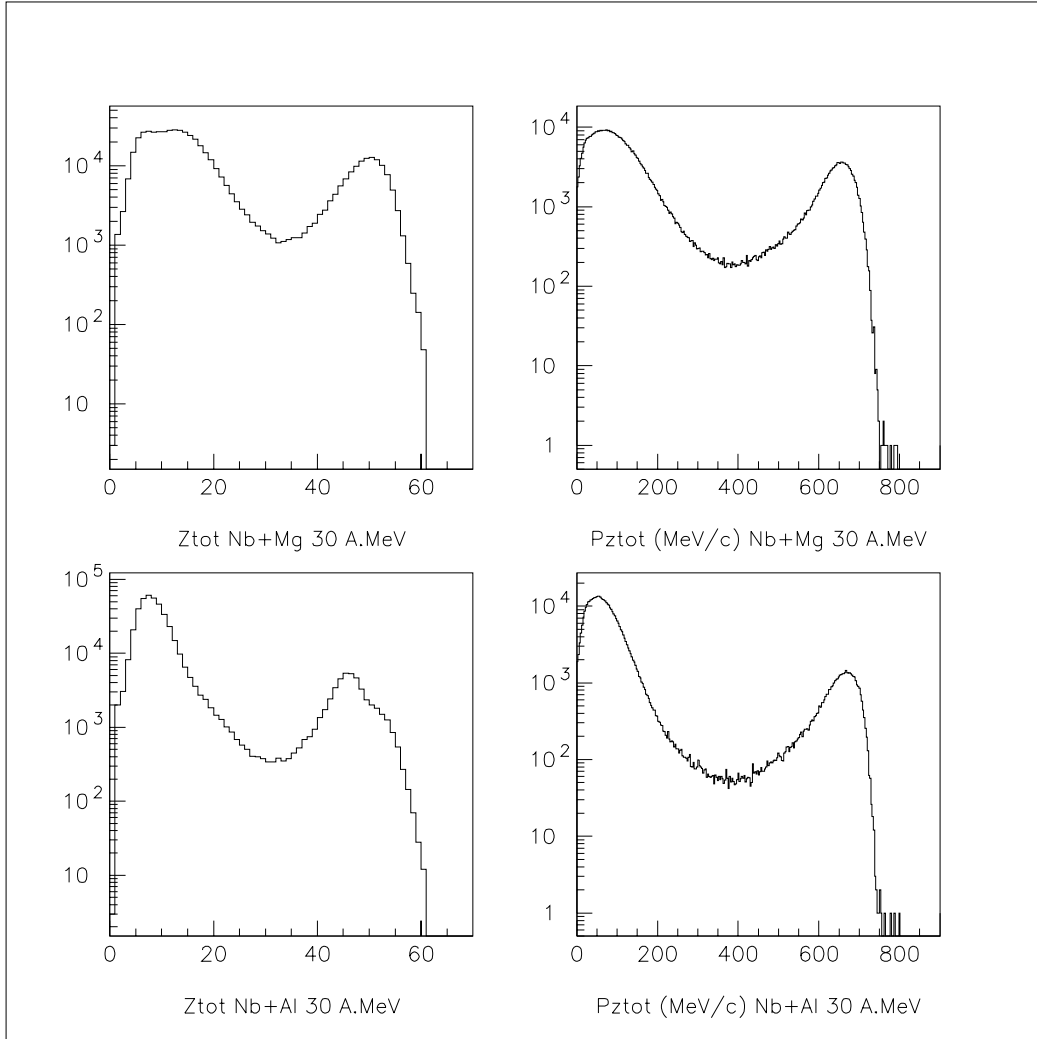


FIG. 3.5 – Charge totale et impulsion (A.MeV/c) en direction du faisceau pour les deux réactions.

est caractérisée, pour les deux réactions, par deux maxima: le premier est centré environ sur $Z_{tot} = 10$ et il est formé par des événements dont la charge totale n'a pas été complètement détectée (on a sûrement perdu un fragment, probablement le plus gros); le deuxième est centré sur $Z_{tot} = 50$ et nous indique une catégorie d'événements plus complets en charge. La zone entre les deux maxima est caractérisée par des événements où nous avons perdu soit la quasi cible (donc des fragments avec une charge plus petite que la charge de la cible) soit un fragment plus gros en provenance du projectile.

Pour la distribution en impulsion parallèle au faisceau les mêmes remarques sont valides.

Comme on peut le voir, la distribution de la charge totale pour les deux réactions n'a pas la même forme et on peut aussi remarquer la même chose pour les multiplicités. En fait, les deux réactions sont tellement proches qu'on s'attend à avoir des résultats similaires pour ce

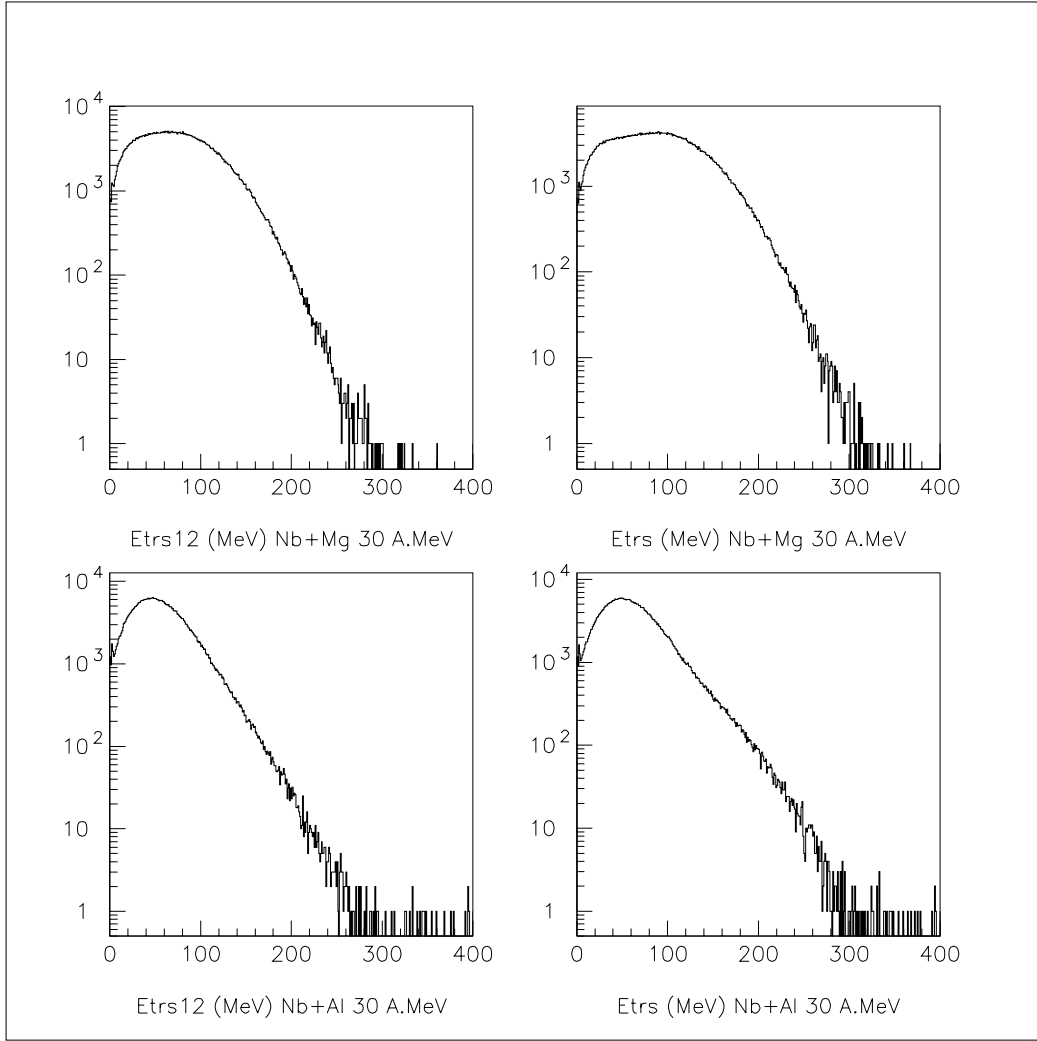


FIG. 3.6 – *Energie transverse totale et des particules légères chargées pour les deux réactions.*

qui concerne les variables globales. Mais dans le cas de la distribution en charge totale pour la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ on voit la présence des deux maxima autour de $Z_{tot} = 50$, comme si on se trouvait devant deux catégories différentes d'événements. L'explication, comme on le verra dans le prochain paragraphe, est une oxydation de la cible d'aluminium.

La figure (3.6) montre les distributions en énergie transverse totale E_{trs} et de particules légères chargées E_{trs12} pour les deux systèmes. Comme on le verra dans le prochain paragraphe, on utilisera l'énergie transverse totale et la multiplicité totale pour effectuer une sélection sur les données.

3.4.2 Corrélations $Z_{tot}-P_z^{tot}$ et $V_{par}-Z_{tot}$. Critères de complétude.

La figure (3.7) montre les corrélations $P_z^{tot}-Z_{tot}$, impulsion parallèle totale en fonction de la charge totale et $Z_{tot}-V_{par}$, charge totale pour les particules avec ($Z \geq 3$) en fonction de la vitesse parallèle pour les deux systèmes.

La corrélation impulsion-charge totale, à gauche, montre en gros deux zones : une première zone (a) comprise entre environ $0 \leq Z_{tot} \leq 30$ et $0 \leq P_z^{tot} \leq 400$ MeV/c et une zone (b) comprise dans le rectangle $30 \leq Z_{tot} \leq 60$ et $400 \leq P_z^{tot} \leq 800$ MeV/c.

La zone (a) contient des événements pour lesquels on a perdu des particules et des fragments : ces sont des événements incomplets en charge et en impulsion. La zone (b) est composée par des événements pour lesquels on a pu enregistrer la plupart de la charge et de l'impulsion. On a donc affaire à des événements de plus en plus complets.

On peut alors utiliser l'une ou l'autre des deux variables pour sélectionner en fonction de la complétude des événements pour l'analyse.

La deuxième corrélation représentée à droite montre la charge des particules ayant $Z \geq 3$ en fonction de leur vitesse parallèle. On distingue trois zones : la zone (a) relative à la Quasi-Cible qui n'est pas toujours détectée, la zone (b) où l'on a des produits assez légers jusqu'à des grandes vitesses pour arriver à (c) avec des produits de plus en plus lourds dont la distribution de vitesses devient plus étroite pour atteindre la vitesse et la charge du noyau de Nb, soit le Projectile.

Pour l'analyse des deux réactions nous avons décidé de sélectionner tous les événements pour lesquels l'impulsion totale parallèle est supérieure à 60% de l'impulsion initiale, $P_z^{ini} = 732$ MeV/c. Ce lot d'événements correspond à la zone (b) des corrélations $P_z^{tot}-Z_{tot}$ de la figure (3.7) pour de $P_z^{tot} \geq 440$ MeV/c.

Un tel choix est justifié par la nécessité de prendre en compte des événements qui ne soient pas trop biaisés en raison d'une sélection rigide.

La figure (3.8) montre la multiplicité totale et l'énergie transverse sans et avec (en pointillés) le critère de complétude. On voit que les multiplicités et les énergies transverses les plus faibles sont éliminées; on constate aussi que les valeurs les plus grandes sont sélectionnées presque totalement.

3.4.3 Corrélation $V_{par} - V_{per}$

Les figures (3.9) (3.10) (3.11) et (3.12) montrent la corrélation $V_{par} - V_{per}$, composante de la vitesse parallèle au faisceau en fonction de la composante perpendiculaire et la vitesse parallèle au faisceau pour les deux systèmes et pour les protons, les alphas, les carbones et les oxygènes.

La matrice $V_{par} - V_{per}$ est en section efficace invariante $\frac{1}{V_{\perp}} \frac{d^2\sigma}{dV_{\parallel} dV_{\perp}}$ dans le repère du laboratoire.

Nous pouvons distinguer les zones où aucune particule n'a été détectée; à 90° nous voyons bien le cône d'ombre projeté par la cible et en même temps, le trou pour laisser passer le faisceau. A l'arrière on a une zone circulaire due aux seuils en énergie d'INDRA, elle est plus restreinte pour les particules alphas.

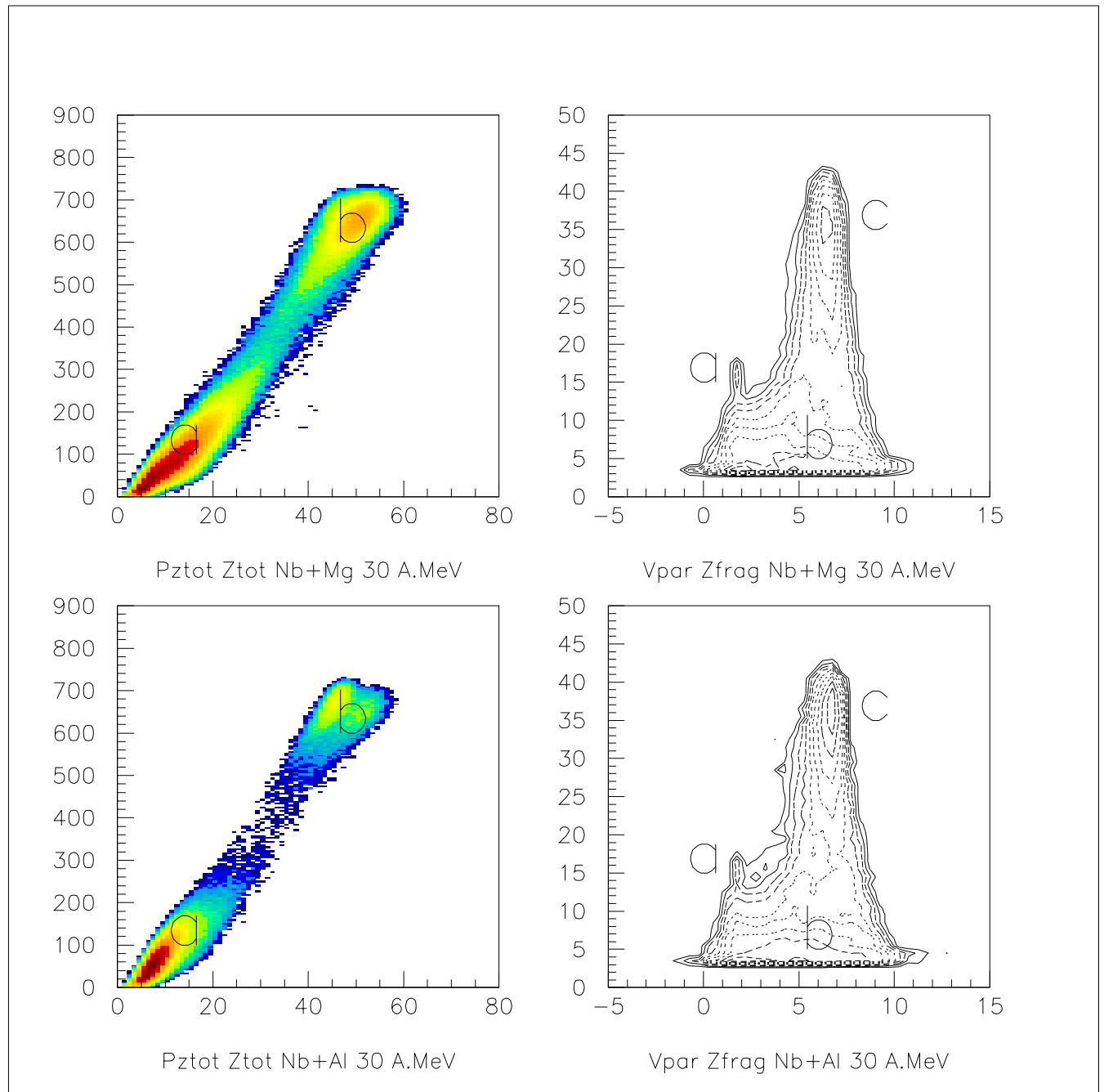


FIG. 3.7 – Charge totale et impulsion en direction du faisceau pour les deux réactions.

Si nous regardons la vitesse parallèle au faisceau, V_{par} , pour les protons, figure (3.9) à droite, nous pouvons voir deux grands pics centrés à ± 1.5 cm/ns : ces sont des protons émis par la cible. L'existence de seuils de détection explique la déplétion observée à zéro associée aux protons de faible vitesse. On distingue en outre deux structures : une centrée

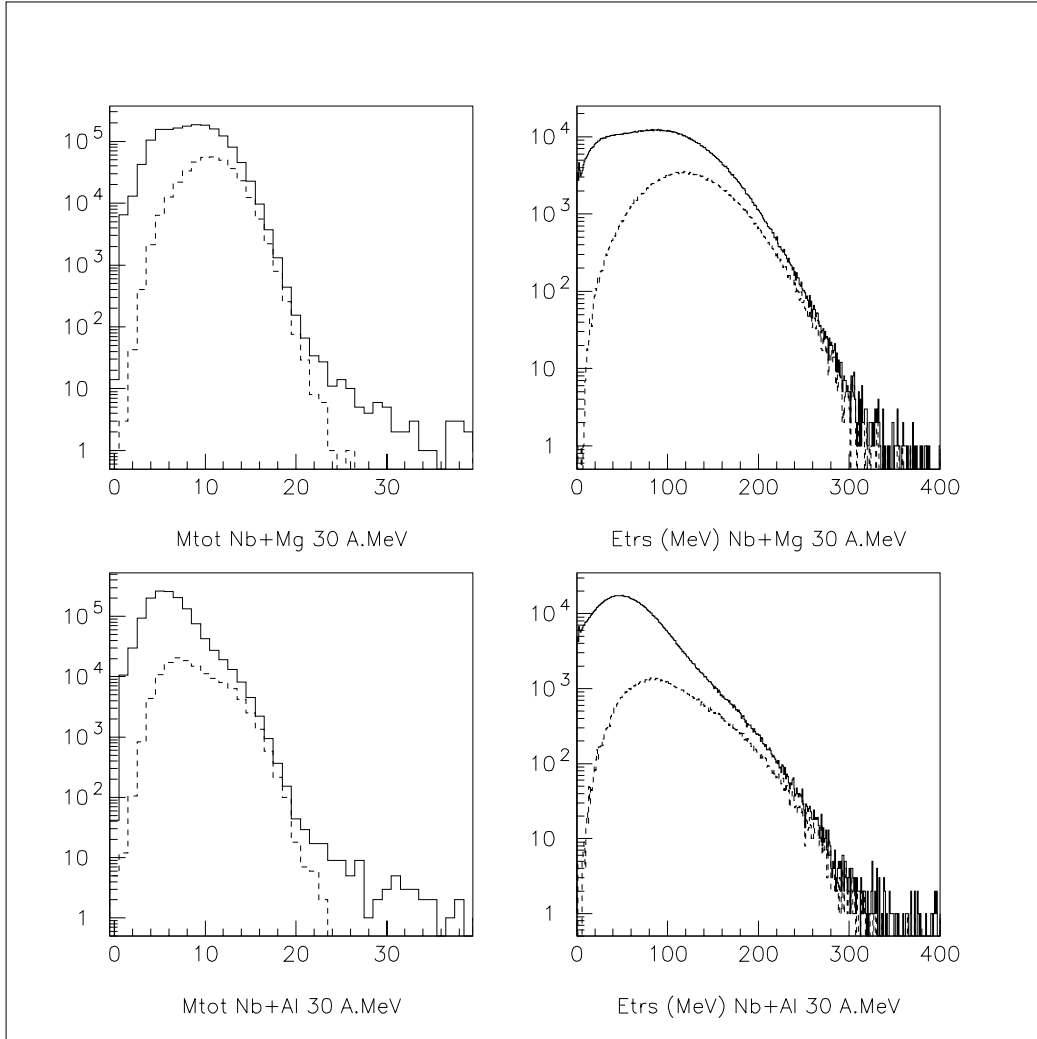


FIG. 3.8 – *Multiplicité totale et énergie transverse pour tous les événements (ligne pleine) et pour les événements complets sous condition de $P_z^{tot} \geq 60\% P_z^{ini}$ (pointillés)*

à environ 5 cm/ns et une autre vers 8 cm/ns. On peut associer ces pics à une émission du QP ainsi qu'à celles d'autres processus comme l'émission de pré-équilibre, émission à mi-rapacité.

Pour les alphas de la figure (3.10) on a déjà remarqué que les seuils en énergie sont plus élevés et provoquent une perte de détection plus importante que dans le cas des protons; ceci explique que la plupart des alphas en provenance de la cible a été perdue à faibles vitesses. Dans le cas de la cible de magnésium on peut noter la présence de différentes contributions dans la distribution de vitesse parallèle: les contributions autour du zéro dues aux alphas émises par la cible qui, comme on l'a remarqué ici dessus, à cause du seuil n'ont pas été complètement détectées. La contribution entre 0 et 4 cm/ns pourrait

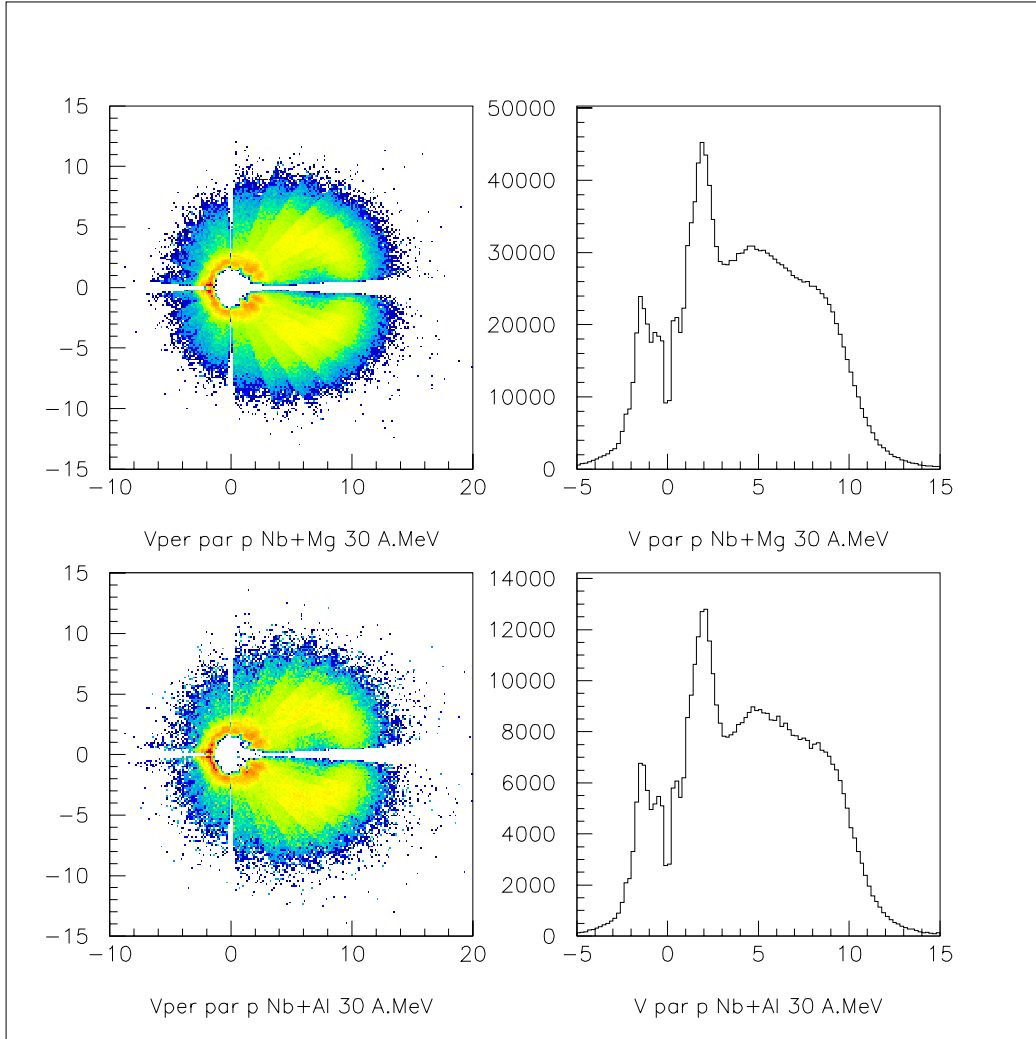


FIG. 3.9 – Vitesse parallèle (en cm/ns) en fonction de la vitesse perpendiculaire des protons dans le repère du laboratoire

être constituée par des alphas qui proviennent de la cible ainsi que de l'émission de pré-équilibre et de mi-rapidité. Les deux autres pics, bien que probablement affectés par des processus hors équilibre, sont pour la plupart constitués par des alphas émis par le QP ou par la source formée au cours de la réaction.

Les figures (3.11) et (3.12) montrent les composantes parallèles de la vitesse pour les ions bore, carbone, azote et oxygène pour les deux systèmes.

Comme nous pouvons le constater les spectres de vitesse font apparaître plusieurs pics : dus aux seuils en énergie ainsi qu'au passage Si-CsI (par exemple, dans le cas de l'azote et de l'oxygène nous voyons un trou à la vitesse de 5 cm/ns) et enfin dus aussi aux différentes isotopes qui ont un seuil d'identification différent selon le module qui les détecte.

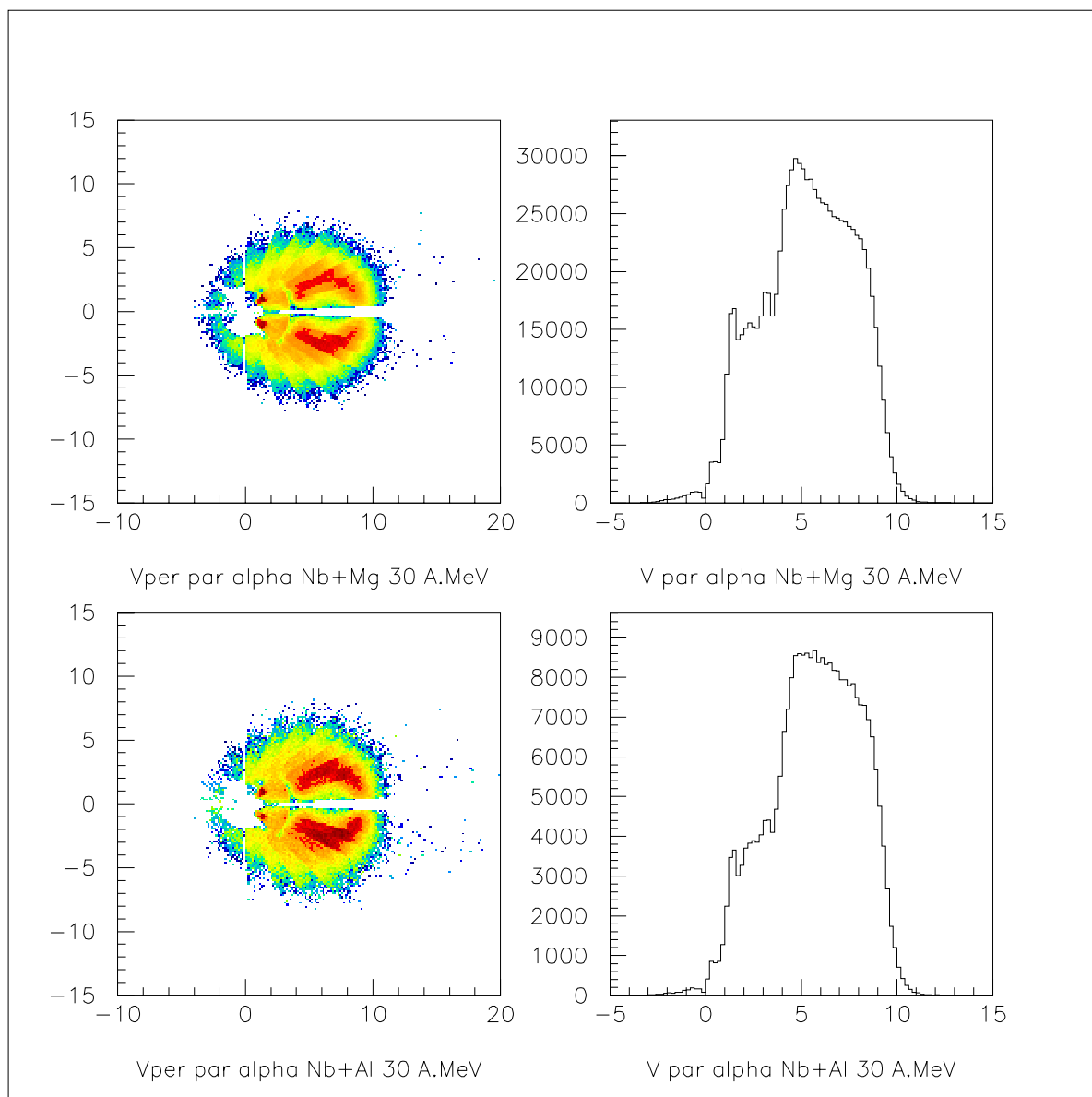


FIG. 3.10 – Vitesse parallèle (en cm/ns) en fonction de la vitesse perpendiculaire des alphas dans le repère du laboratoire

3.5 Une cible peut en cacher une autre...

La figure (3.13) montre les corrélations impulsion-charge totale pour les deux systèmes et pour les événements complets ($P_{tot} \geq 60\% P_{tot}^{ini}$). On peut voir clairement que, dans le cas de la cible d'aluminium, on a une structure à deux taches qui n'apparaît pas avec la cible de magnésium.

Nous pouvons aussi remarquer que le barycentre de la première tache (celle ayant les

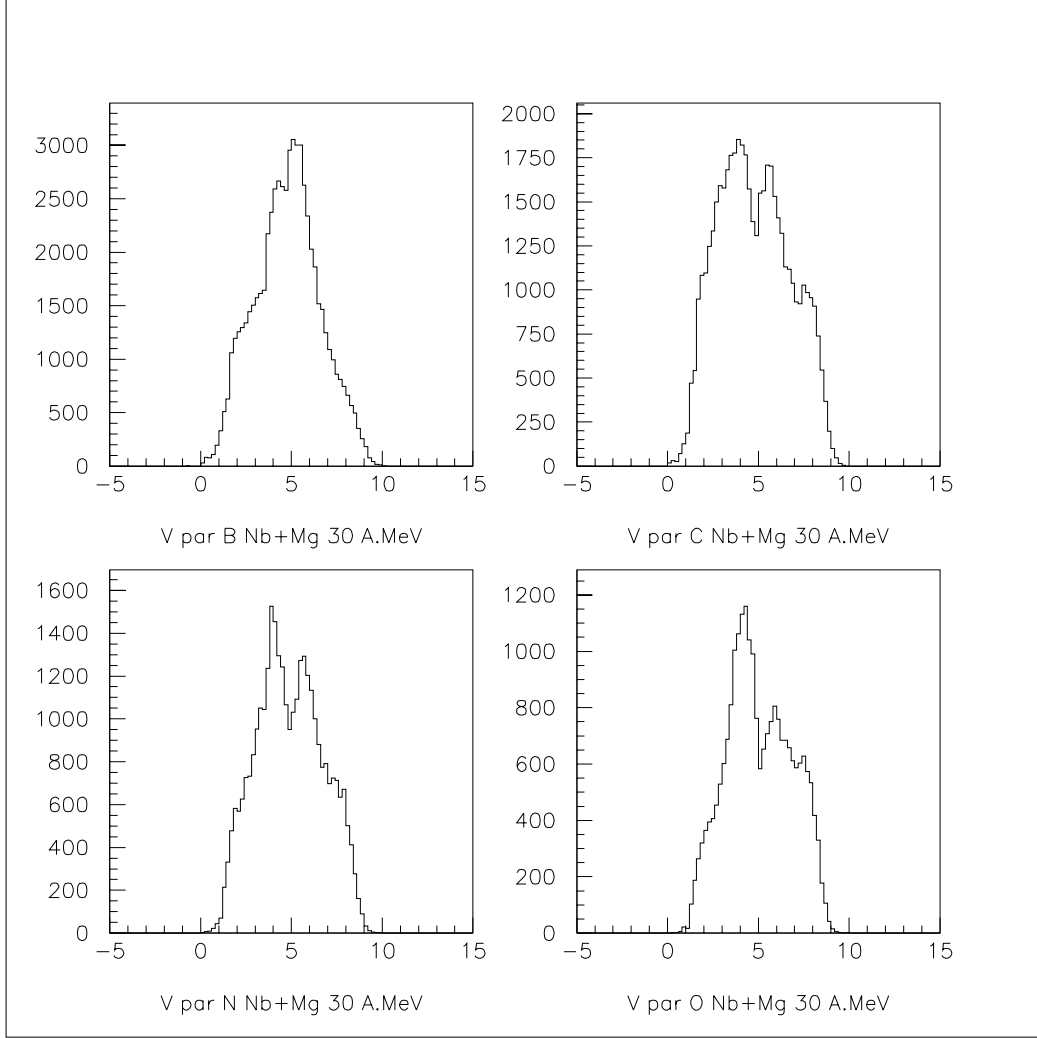


FIG. 3.11 – Vitesse parallèle (en cm/ns) pour les noyaux B,C,N et O pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

valeurs les plus petites de Z_{tot}) est situé à des valeurs plus hautes de P_z^{tot} et inversement pour la deuxième tache (ayant des valeurs plus grandes de Z_{tot}).

La figure (3.14) montre la comparaison des distributions de Z_{tot} et de P_z^{tot} pour les deux systèmes.

Si les distributions en P_z^{tot} pour les deux systèmes sont équivalentes, on voit cependant que les distributions en Z_{tot} montrent une différence : celle relative à la cible d'aluminium montre un pic vers $Z_{tot} = 44$ et un épaulement vers $Z_{tot} = 50$.

On remarque aussi, en figure (3.3), que la corrélation M_{tot} versus Z_{tot} ne montre aucune anomalie.

Pour comprendre la raison de la présence des deux taches nous avons vérifié qu'elles n'étaient pas causées par des problèmes liés à la détection ou à l'électronique; une série

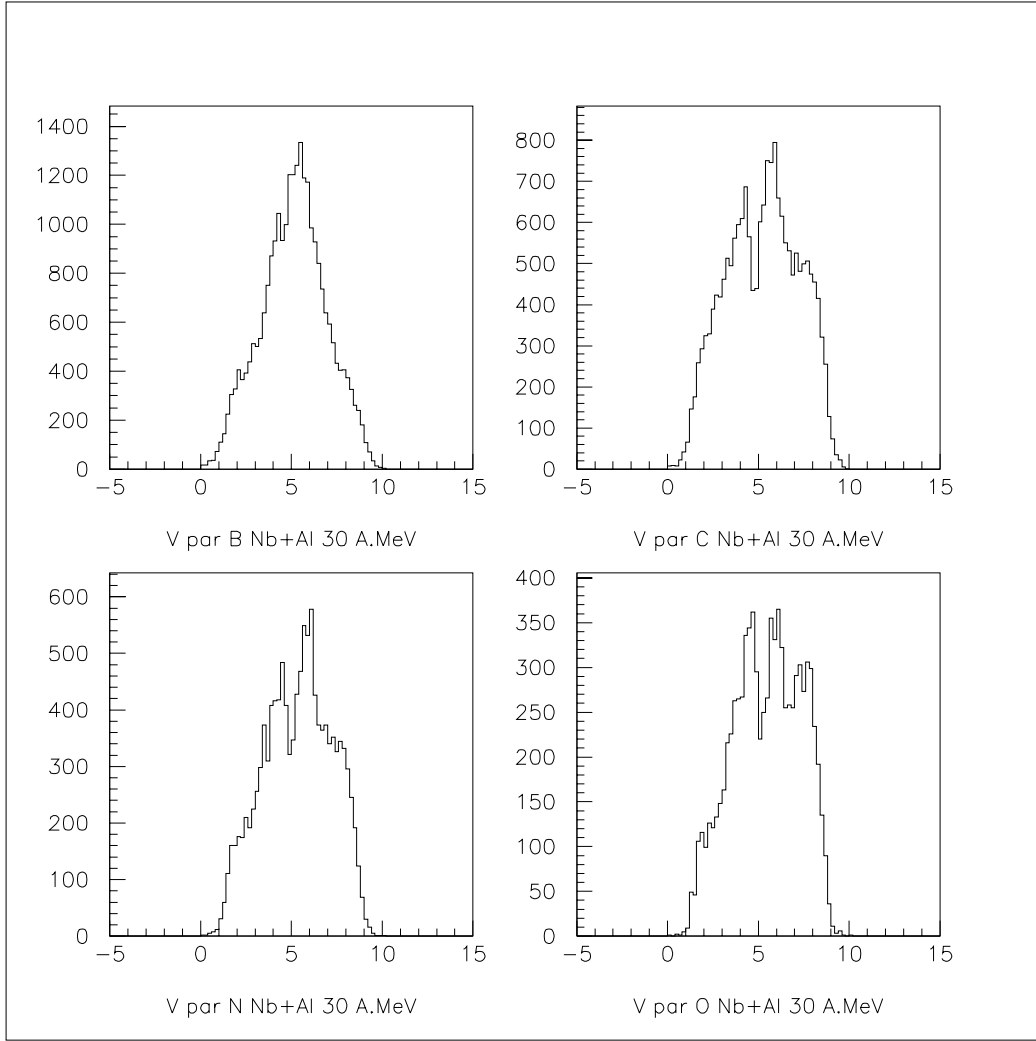


FIG. 3.12 – Vitesse parallèle (en cm/ns) pour les noyaux B,C,N et O pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

de tests a donc été réalisée dans le but de reistrendre les différentes causes possibles. En résumant, tous les contrôles effectués ont exclu un problème technique.

En fait:

- 1) on retrouve les même taches dans les correlations P_z^{tot} versus Z_{tot} pour tous les runs de mesure;
- 2) on a exclu les modules qui ne fonctionnaient pas correctement: rien ne change;
- 3) on a vérifié qu'elles ne sont pas dues à une perte de détection de l'énergie lorsque les particules traversent la couche morte entre le silicium et le scintillateur à iodure de césium;
- 4) à travers les marqueurs de temps il a été possible de contrôler que les événements qui figurent dans les matrices sont bien détectés dans la même fenêtre temporelle;
- 5) les taches ne sont pas dues à des empilements: en effet, il n'y a pas de valeurs de

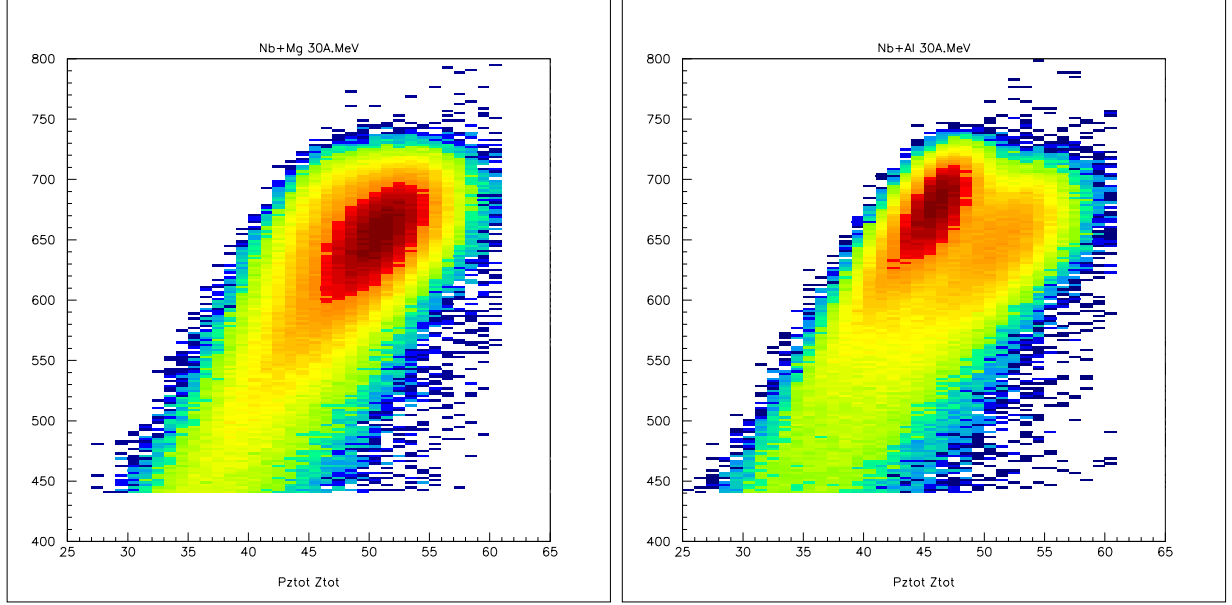


FIG. 3.13 – Corrélations P_z^{tot} versus Z_{tot} pour $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ et pour $^{93}\text{Nb}+^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

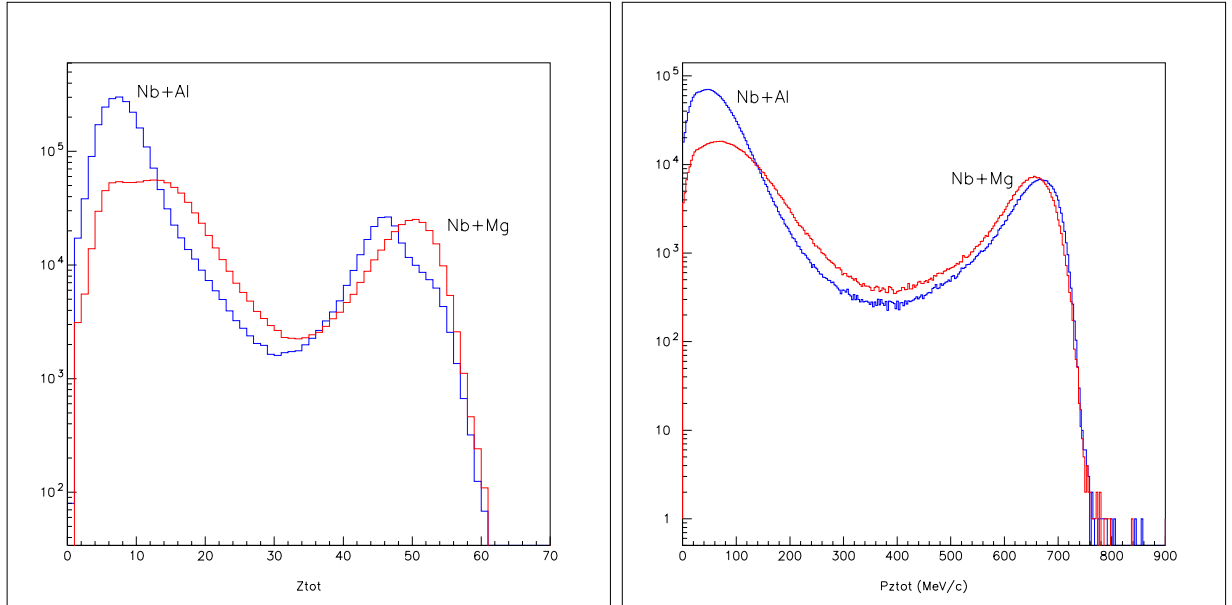


FIG. 3.14 – Distributions Z_{tot} et P_z^{tot} pour $^{93}\text{Nb}+^{24}\text{Mg}$ et pour $^{93}\text{Nb}+^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

Z_{tot} plus élevées que la charge totale du système;

6) ni aux fortuites: l'épaisseur de la cible et l'intensité faible du faisceau minimisent la probabilité que deux événements soient enregistrés comme un seul.

Nous avons donc étudié les deux taches en essayant d'en séparer les deux contributions avec deux méthodes.

Une première tentative a été faite à l'aide de la technique ACP (Analyse en Composantes Principales) [DES95], [DES96],[MASKAY].

Le principe de fonctionnement de l'ACP est assez simple. Il est analysée la forme de l'ensemble des points représentant les variables d'intérêt: dans l'espace des variables il est possible d'avoir, par exemple, deux ou plusieurs ensembles de points pour lesquels une analyse de chaque variable individuelle ne nous apporte aucune information. Par contre, si nous projettons les deux ensembles de points sur un axe différent des axes-variables, il sera possible de séparer les contributions qui viennent de chacune des deux variables.

Nous avons alors effectué plusieurs tests avec différentes combinaisons des variables: Z_{tot} (charge totale de l'événement), P_z^{tot} (impulsion totale parallèle au faisceau), M_{lcp} (multiplicité des particules légères chargées), Z_{max1} (charge du plus gros fragment), Θ_{flot} (angle de flot déterminé à l'aide du tenseur des moments), e^* (énergie d'excitation) et E_{TRS12} (énergie transverse des particules légères chargées). Ces variables ont été groupées par deux, trois ou quatre et on a observé les corrélations entre elles et les projections sur les axes principaux dans le but de trouver la meilleure séparation pour Z_{tot} .

Le meilleur résultat obtenu est montré dans la figure (3.15) où nous pouvons voir la corrélation entre les deux seules variables utilisées, Z_{tot} et P_z^{tot} , et la projection de Z_{tot} sur l'axe principal; la corrélation montre précisément que il y a eu une rotation de la matrice Z_{tot} et P_z^{tot} originelle et la projection montre ainsi deux pics pour la charge totale qui sont assez séparés pour pouvoir distinguer deux zones et ainsi les étudier séparément. Nous voyons qu'il est possible de séparer les deux taches.

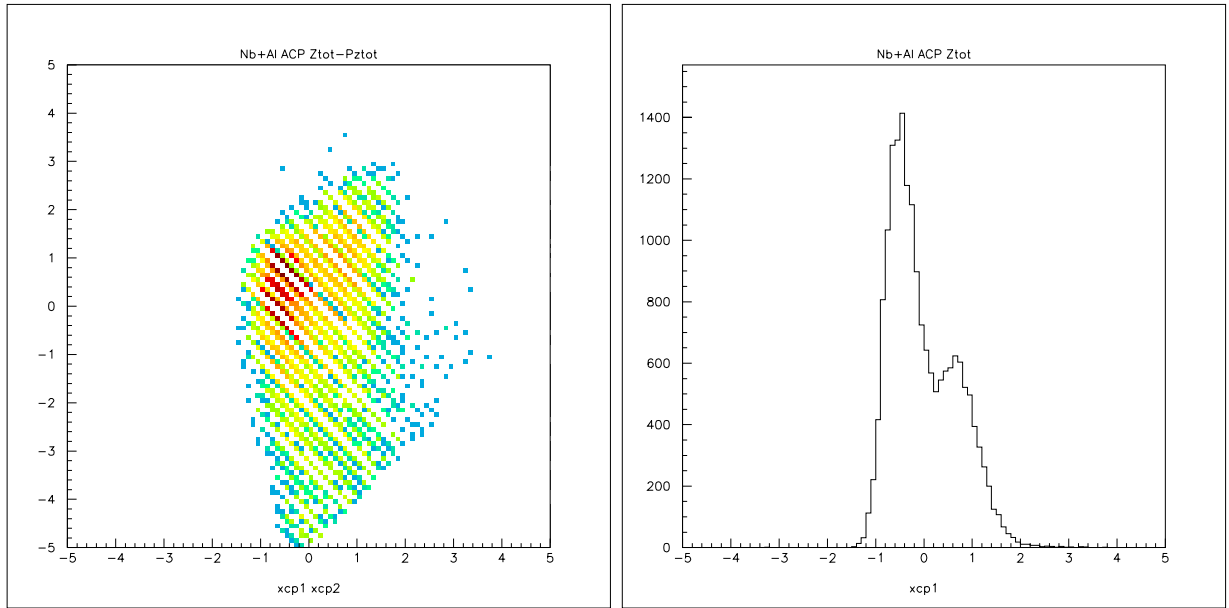


FIG. 3.15 – Corrélation Z_{tot} et P_z^{tot} et projection de Z_{tot} sur l'axe principal obtenus avec la méthode de l'ACP pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

La deuxième méthode est une rotation de la corrélation Z_{tot} et P_z^{tot} . La rotation effectuée est:

$$P_z^{totprim} = \sqrt{Z_{tot}^2 + P_{ztot}^2} \quad (3.8)$$

$$Z_{totprim} = Z^{tot} - \sqrt{Z_{tot}^2 + P_{ztot}^2} * 0.0025 \quad (3.9)$$

où $P_z^{totprim}$ et $Z_{totprim}$ sont les variables dans le nouveau repère de référence.

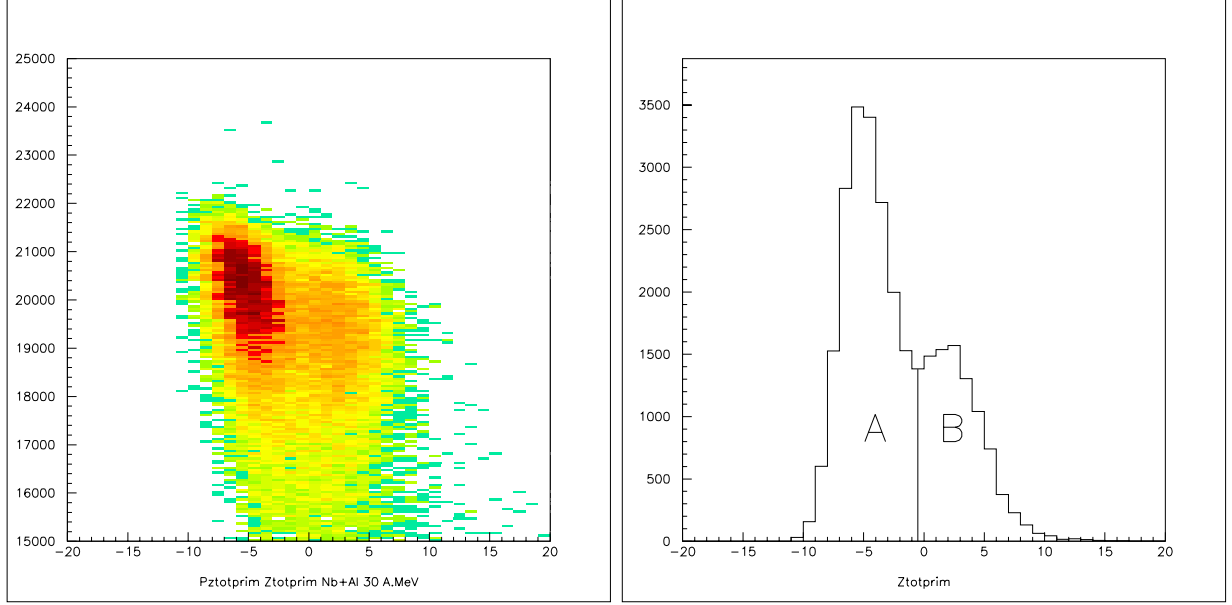


FIG. 3.16 – Corrélation Z_{tot} et P_z^{tot} et projection de Z_{tot} obtenues par rotation pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

La figure (3.16) montre le résultat de la simple rotation obtenue à l'aide des équations (3.8) et (3.9). On décide donc d'étudier les deux taches en utilisant la nouvelle variable $Z_{totprim}$ pour analyser les deux groupes de données de façon à parvenir à une compréhension sur leur origine.

On distingue donc deux zones :

zone B :

$$Z_{totprim} \geq -0.5$$

zone A :

$$Z_{totprim} < -0.5$$

Si on compare la distribution en charge totale Z_{tot} pour les événements complets de la zone B et de la zone A, pour la cible d'aluminium, et celle pour la cible de Mg on obtient les valeurs moyennes indiquées dans le tableau (3.6) :

En regardant le tableau on s'aperçoit que l'écart entre la valeur moyenne de la charge totale de la cible de Mg et celle de la zone B est d'une unité seulement, en cohérence avec le fait que l'écart entre les numéros atomiques d'Al et de Mg est effectivement 1; au contraire, l'écart entre la valeur moyenne de la charge totale de la zone B et celle de la zone A est

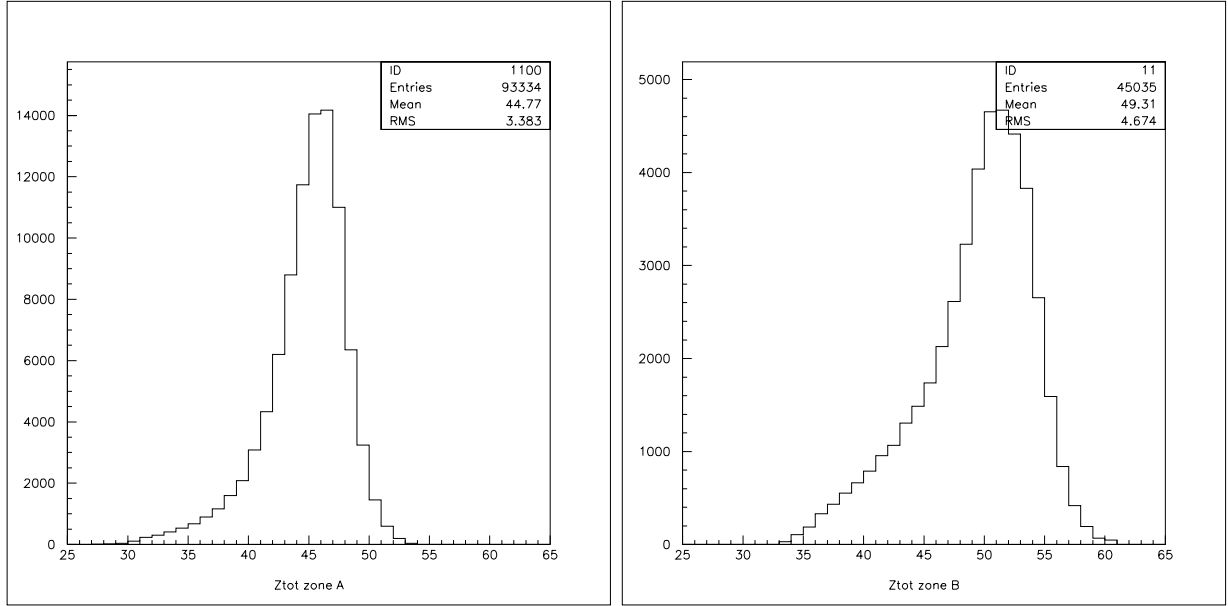


FIG. 3.17 – Distributions de charge totale pour les zones A et B.

TAB. 3.6 – Valeurs moyennes de la charge totale pour la zone A, la zone B de l'Al et du Mg.

	zone A	zone B	Mg
Z_{tot}	45	50	49

de 5 unités. On s'attend alors au fait que la zone A représente des événements d'un noyau différent de l'Al, avec 5 unités d'écart par rapport au numéro atomique 13 de l'Al. Les figures (3.17) et (3.18) montrent les distributions de charge totale pour les deux zones, A et B et pour le magnésium.

Un bon candidat pour cela est l'oxygène. Dans le cas où la cible d'aluminium aurait subi une oxydation en Al_2O_3 , on aurait bien de l'oxygène en proportion de 3 à 2.

Cependant la proportion des événements est plutôt de 1 à 2 car il faut considérer que, puisque l'angle de grazing de l'oxygène ($\theta_{graz} = 1.01^\circ$) est plus petit que les angles de grazing de Al ($\theta_{graz} = 1.54^\circ$) et Mg ($\theta_{graz} = 1.44^\circ$), on perd beaucoup d'événements à cause de la zone morte centrale de détection d'INDRA et de la sélection opérée par le trigger.

En conclusion, les deux taches sont dues à une pollution de la cible d'aluminium par de l'oxygène. La zone B représente les événements pour la réaction de Nb+Al et la zone A ceux de la réaction Nb+O. Malheureusement on ne peut pas dire que les deux contributions sont bien séparées car, comme on le voit sur la figure (3.16), les deux gaussiennes se superposent autour du zéro avec un recouvrement important.

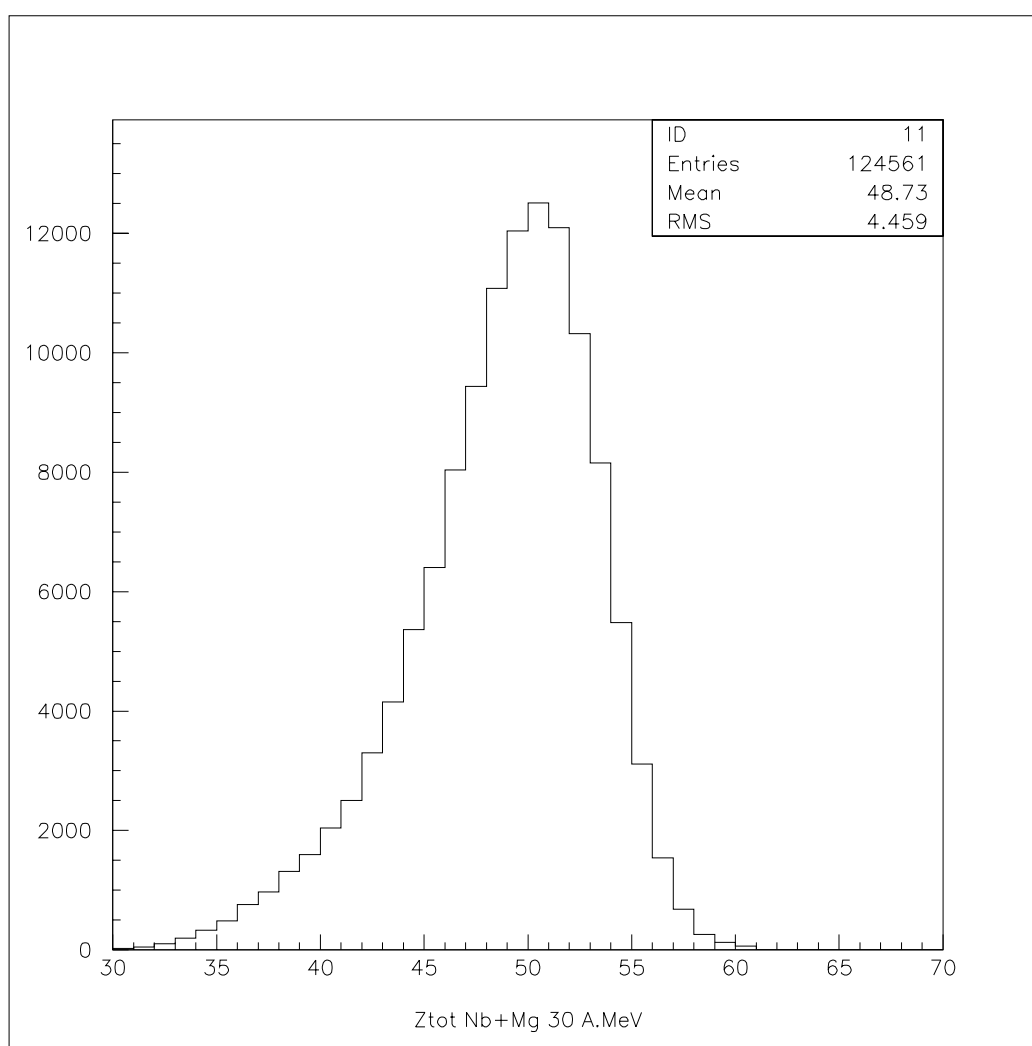


FIG. 3.18 – *Distribution en charge totale pour la cible de Mg.*

Chapitre 4

L'analyse des données expérimentales

4.1 Introduction

Le critère de complétude adopté supprime des événements de faible énergie transverse, caractéristiques des collisions périphériques, où ont été détectées seulement des particules légères, tandis qu'il n'affecte pas ceux à énergie transverse plus élevée liés aux collisions plus centrales, où nous avons détecté la plupart de la charge.

Le paramètre d'impact, soit la distance minimale entre les centres des deux noyaux qui entrent en collision, est habituellement utilisé pour établir une certaine hiérarchie entre les différents types de collisions : à faibles valeurs du paramètre d'impact correspondent les collisions centrales, violentes, et à des paramètres d'impact de grandes valeurs correspondent les collisions périphériques.

Dans le chapitre 3 nous avons vu que le paramètre d'impact maximum, dans l'approximation géométrique, correspond à la distance à laquelle les deux noyaux se touchent : il est simplement donné par la somme des rayons du Niobium et du Magnésium et il fixe la distance maximale d'interaction entre les deux noyaux : au dessous de cette valeur on a la possibilité de réalisation de tous les mécanismes possibles à ces énergies.

Le paramètre d'impact n'est pas une quantité mesurable : on le détermine à l'aide de corrélations entre observables fondamentales mesurées, comme la multiplicité totale M_{Tot} , la multiplicité des particules chargées M_{LPC} , l'énergie transverse E_{trs} et la charge de mi-rapacité Z_y ([OGI89], [CAV90], [PET90], [PHA92], [PHA93]) qui varient linéairement en fonction de la violence de la collision.

Les méthodes de détermination du paramètre d'impact nécessitent la mesure de la section efficace totale, où nous mesurons tous les produits émis pendant la réaction sans aucune sélection en multiplicité. Dans nos expériences, nous n'avons pas mesuré toute la section efficace de réaction puisque le déclenchement ne sélectionnait que les multiplicités supérieures ou égales à 5.

Pour cette raison les sélections effectuées sur les données seront faites à l'aide de la corrélation entre la multiplicité totale et l'énergie transverse. Elle nous permettra de classer les événements en trois tranches : une première tranche relative aux faibles énergies

transverses et faibles multiplicités, une deuxième tranche pour des valeurs intermédiaires d'énergie transverse et de multiplicité et une troisième tranche qui, sélectionnée avec les valeurs les plus hautes des dites variables, représente les événements les plus violents de la réaction.

L'analyse sera ensuite centrée sur la reconstruction des sources relatives à chaque tranche, c'est-à-dire, l'estimation de leurs charges, masses, vitesses et énergies d'excitation par calorimétrie.

Le chapitre suivant illustrera les comparaisons des données avec le code statistique Gemini.

4.2 L'analyse de $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

4.2.1 Corrélation E_{trs} versus M_{tot}

La figure (4.1) montre la corrélation en énergie transverse totale en fonction de la multiplicité totale pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

Comme il est possible de le constater dans la figure (4.1), la corrélation a été partagée en trois tranches, nommées par la suite T1, T2, T3.

Les limites sont faites de manière à ce que les droites soient perpendiculaires à la ligne de crête de la corrélation et que les nombres d'événements dans chaque tranche soient équivalents.

Ainsi la tranche T1 est en moyenne constituée par des événements peu violents : l'énergie transverse maximale est environ 150 MeV et la multiplicité totale est au dessous de 13.

La tranche T2 contient des événements issus des collisions plus violentes, semi périphériques, et la troisième tranche, T3, regroupe les collisions les plus violentes avec une énergie transverse totale jusqu'à 300 MeV et une multiplicité jusqu'à 20.

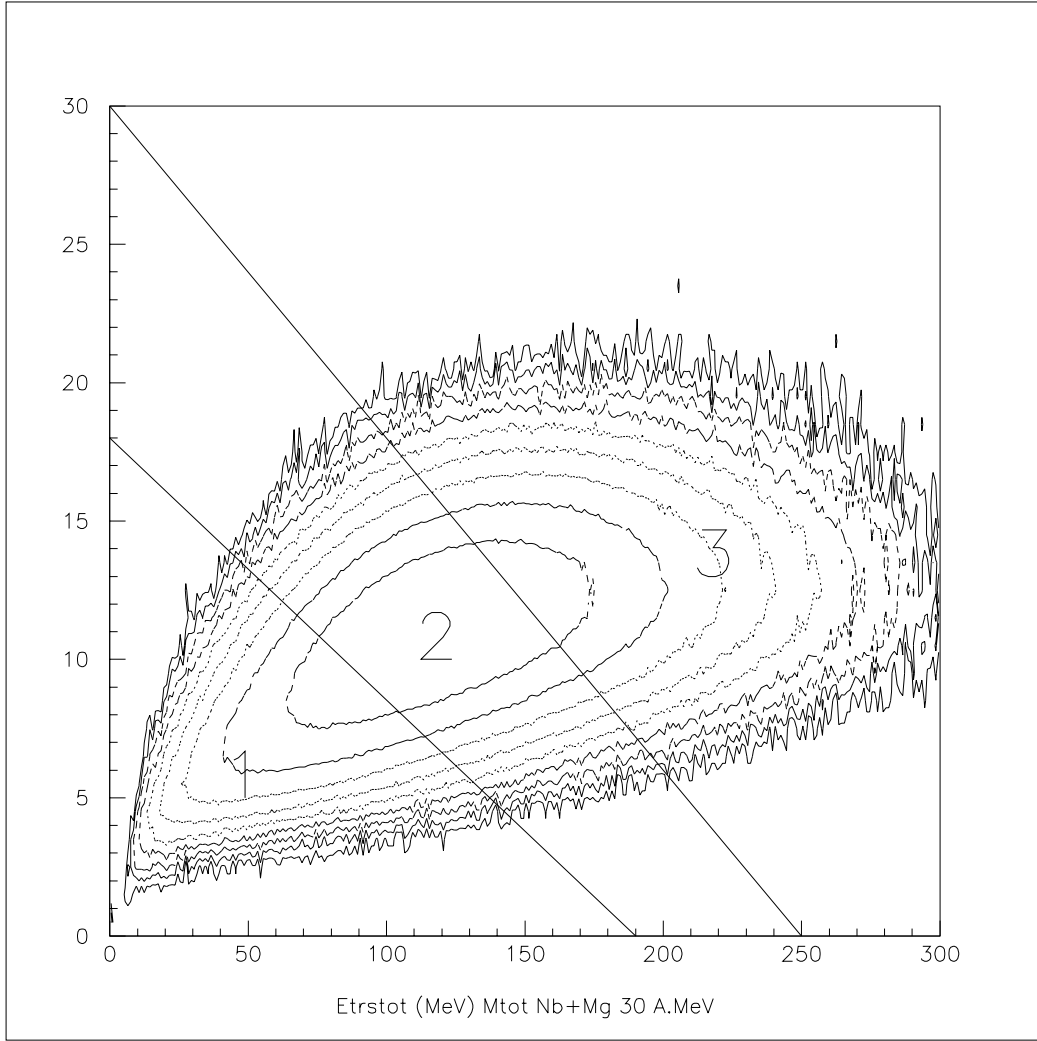
L'idée est qu'une telle répartition puisse permettre de sélectionner des événements ayant des caractéristiques propres à chaque domaine rendant possible la mise en évidence de différents mécanismes de réaction.

Dans la prochaine section nous définirons les critères utilisés pour sélectionner les particules qui composent les trois sources sélectionnées à travers cette corrélation pour les deux systèmes.

4.2.2 Identification des sources T1, T2 et T3 : sélection des particules.

Lorsqu'on détecte les produits d'une réaction on a un mélange entre particules issues de différents mécanismes qui se sont déroulés sur des échelles de temps différentes. En fait, les particules et les fragments mesurés sont le résultat de désexcitations de sources produites à différents instants au cours de la collision.

Dans le cas de systèmes légers comme ceux que nous étudions, on peut penser qu'il y a eu formation d'un système composé intermédiaire, comme par exemple dans le cas d'une

FIG. 4.1 – Corrélation E_{trs} versus M_{tot} pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

fusion complète ou incomplète, assez excité (le degré d'excitation dépendant du paramètre d'impact, de l'énergie initiale et du système).

Cette source se désexcite ensuite par évaporation de neutrons, de particules légères, d'IMF, voire par fission.

D'autres scénarios sont possibles en fonction de l'énergie d'excitation et du paramètre d'impact. Les données étudiées montrent que la majorité des événements a les caractéristiques décrites ci-dessus.

Nous cherchons alors à remonter à la source primaire des produits et, pour la reconstruire, en sélectionnant, événement par événement, les particules qui satisfont à des critères cinématiques précis. Cependant, comme il a été précisé au début de ce chapitre, la formation d'une telle source est accompagnée, voire précédée de l'émission de particules d'autres origines, comme l'émission de pré-équilibre.

Ainsi pour chaque événement on commencera par exclure les particules qui proviennent de la cible et qui voyagent à des vitesses plus faibles, en coupant en vitesse de façon que, en prenant les particules au-delà d'une certaine limite en vitesse, il soit possible d'isoler la source Quasi-Projectile.

La première chose à faire est donc d'établir, pour chaque Z et pour chaque tranche, des limites de vitesse raisonnables de façon à minimiser, les contributions de la cible et également celle des mécanismes hors équilibre à la reconstruction de la source.

Les figures (4.2) à (4.4) montrent les diagrammes invariants en vitesse (V_{per} en fonction de V_{par}) dans le laboratoire pour les trois tranches et pour les particules de $Z=1$ jusqu'à $Z=4$ pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ (les mêmes diagrammes pour les Z jusqu'à 10 sont visibles en Annexe).

Ces figures ont une caractéristique commune : en partant de la tranche T1 vers la tranche T3 nous pouvons observer que le diagramme de vitesse invariante est plus important dans la direction de V_{per} (perpendiculairement à l'axe du faisceau) : la dissipation croît avec la violence de la collision et conduit à des énergies transverses plus élevées, c'est à dire à des vitesses plus grandes perpendiculairement au faisceau.

Pour les protons et pour les alphas on peut distinguer assez bien les cercles coulombiens. En effet, dans le cas des protons on peut même voir clairement le cercle correspondant à l'émission de la cible (centré à environ zéro cm/ns), où la partie centrale vide est bien sûre due aux seuils et donc à une perte de détection des protons de la cible; on peut aussi voir le cercle correspondant à l'émission du projectile (centré à $V_{par} \simeq 6 \text{ cm/ns}$).

Quand la masse croît, on commence à ne plus bien distinguer les deux cercles coulombiens à cause des seuils qui deviennent plus importants. Ainsi, pour les deutons on voit encore les deux cercles pour la tranche T1, mais ils deviennent de plus en plus faibles jusqu'à disparaître dans les cas des tritons.

Lorsque nous observons les $Z=2$ on voit que les deux cercles ont disparu complètement à cause des seuils et aussi à cause de la statistique car, ayant des chambres à ionisation qui ne fonctionnaient pas à l'arrière, nous ne détectons pas ces particules qui laissent une partie de leur énergie dans le gaz. Il nous reste donc que le cercle coulombien relatif à l'émission du projectile pour les alphas, car, pour les ^3He et pour les ^6He nous avons, respectivement, un problème d'identification et de statistique parceque ils ne sont résolus que dans les cartes CsI Rapide-Lente.

Les $Z=3$, notamment les ^6Li et les ^7Li sont affectés en outre par un problème d'identification : lorsqu'on ne peut pas identifier un ^7Li avec certitude, dans la matrice Rapide-Lente des CsI, on lui attribue comme masse celle qui correspond à deux fois la charge de manière à obtenir un ^6Li . Ainsi nous avons un problème de statistique pour les deux isotopes car les zones vides à gauche des diagrammes du ^7Li apparaissent remplies dans ceux du ^6Li . Nous pouvons, néanmoins distinguer encore, surtout pour les ^6Li , un cercle coulombien relatif à l'émission du projectile.

Pour les particules encore plus lourdes il est donc de plus en plus difficile de séparer exactement les contributions de la cible et du projectile, car, comme on l'a dit ci-dessus, en plus de seuils et des détecteurs qui ne fonctionnaient pas on a aussi un peuplement de la zone à mi-rapacité dû à des mécanismes hors équilibre.

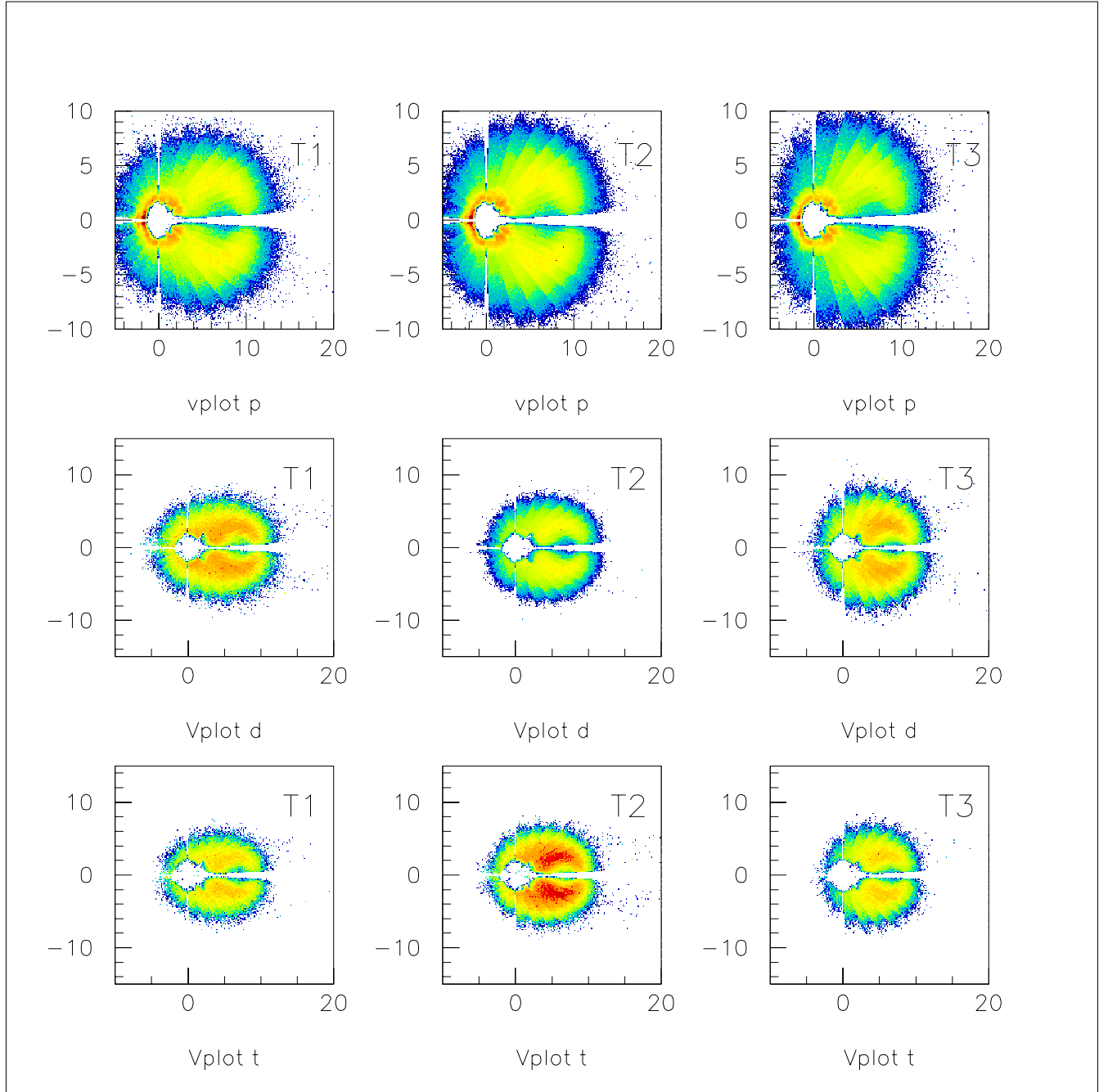


FIG. 4.2 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche $T1$, $T2$ et $T3$ pour les protons, les deutons et les tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

Nous distinguons aussi le passage des particules du silicium au cristal de scintillation CsI : nous observons une statistique plus faible due au fait que les particules ayant une énergie limite ne laissent pas assez d'énergie dans le CsI pour être au dessus des seuils et

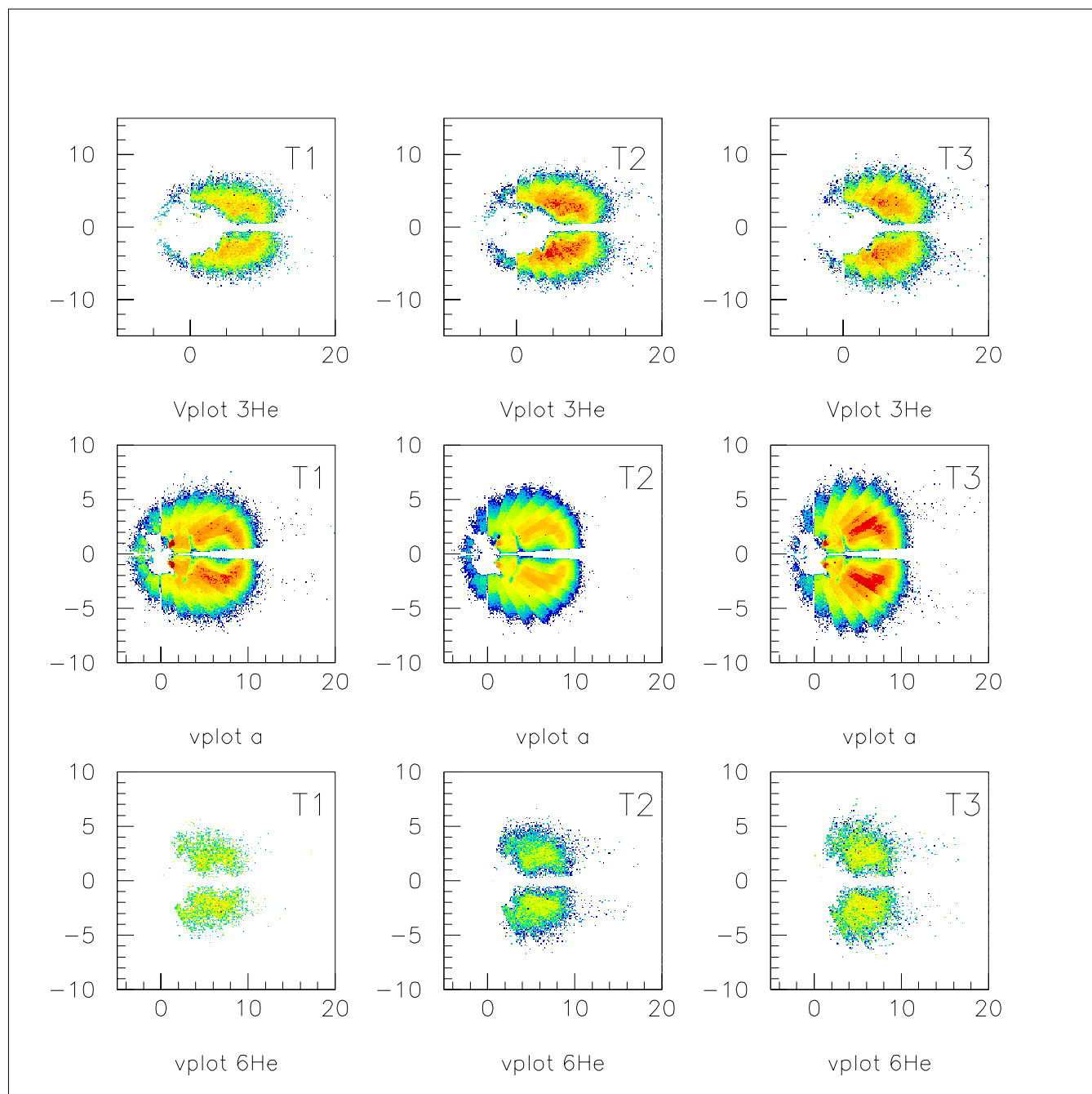


FIG. 4.3 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche $T1$, $T2$ et $T3$ pour les $Z=2$: ${}^3\text{He}$, alphas et ${}^6\text{He}$ pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

donc pour pouvoir être détectées. Cela, comme nous le verrons mieux dans les distributions angulaires, produit des pics spurieux dans les profils des vitesses parallèles des fragments de masse intermédiaire, ce qui donne une fausse impression de séparation entre contribution

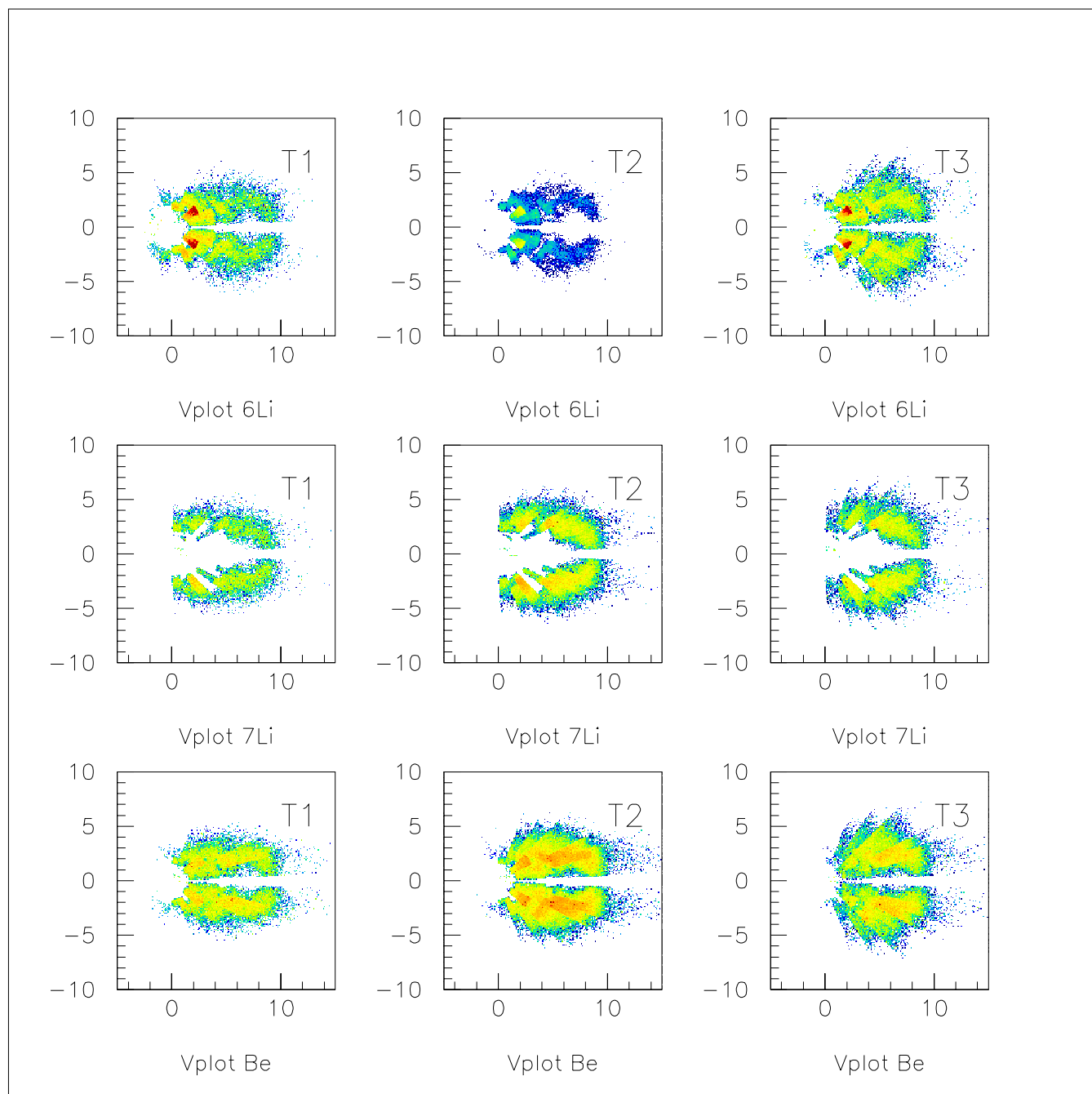


FIG. 4.4 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche $T1$, $T2$ et $T3$ pour les $Z=3$: ^6Li , ^7Li et Be pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

de la cible et du projectile.

A partir enfin de $Z=10$ la vitesse devient plus centrée autour de la vitesse du résidu car nous nous rapprochons de la charge de ce dernier et la vitesse d'émission devient plus

faible.

Les figures (4.5) à (4.7) montrent les distributions angulaires dans le centre de masse pour les trois tranches et pour les particules de $Z=1$ à $Z=10$, toujours pour le système étudié.

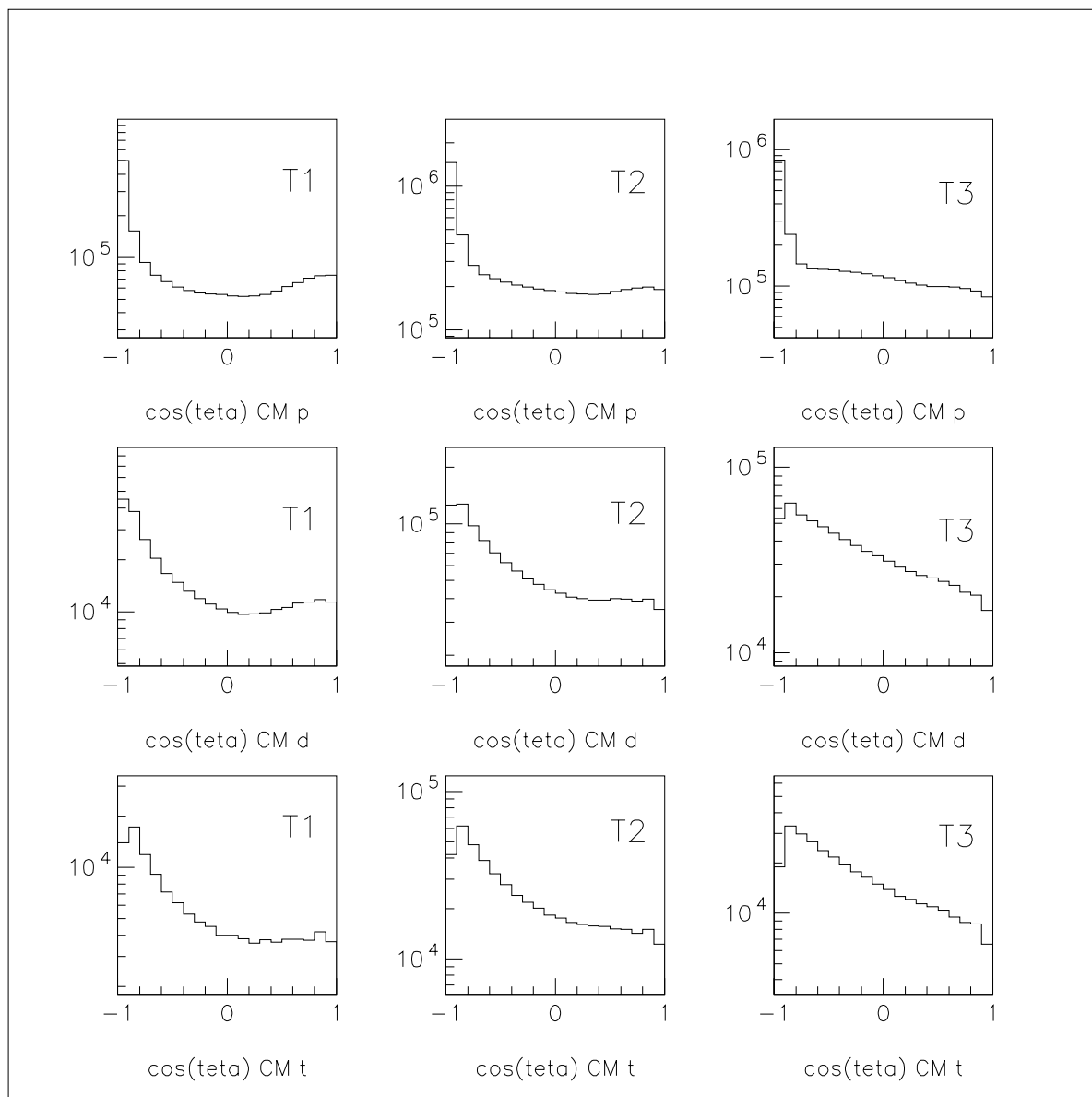


FIG. 4.5 – *Distribution angulaire dans le centre de masse pour les protons, les deutons et les tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

Dans ce cas aussi on note des caractéristiques communes : d'abord une forte émission vers l'arrière qui indique la présence d'une émission de pré-équilibre ainsi que l'émission de la cible et une certaine évolution avec les tranches.

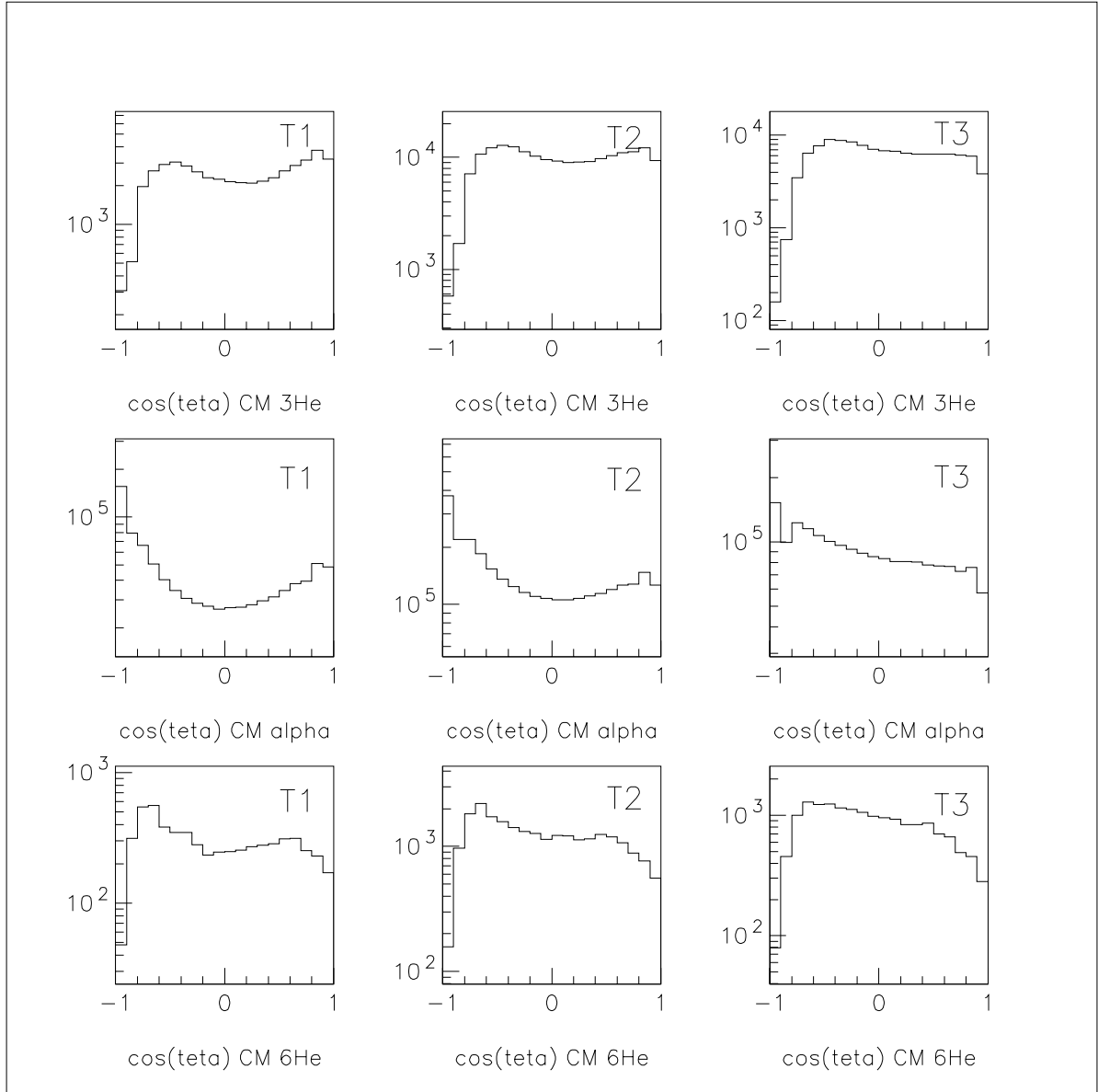


FIG. 4.6 – *Distribution angulaire dans le centre de masse pour ^3He , alphas et ^6He pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

La montée assez importante que nous observons pour $\cos\Theta_{CM} < -0.8$ est due, comme le montre la figure (4.9), à une émission de la cible aux angles arrière.

Il faut noter que lorsque il est réalise l'identification des isotopes pour les $Z=1$, $Z=2$ et $Z=3$ à l'aide de la matrice Rapide-Lente des CsI nous rencontrons, à basses énergies, des difficultés à identifier correctement les protons, les deutons et les tritons: lorsque les différentes courbes, bien séparées à haute énergie, ne le sont plus à basse énergie, les deutons ou les tritons peuvent être identifiés comme protons, amenant ainsi un excès de protons par

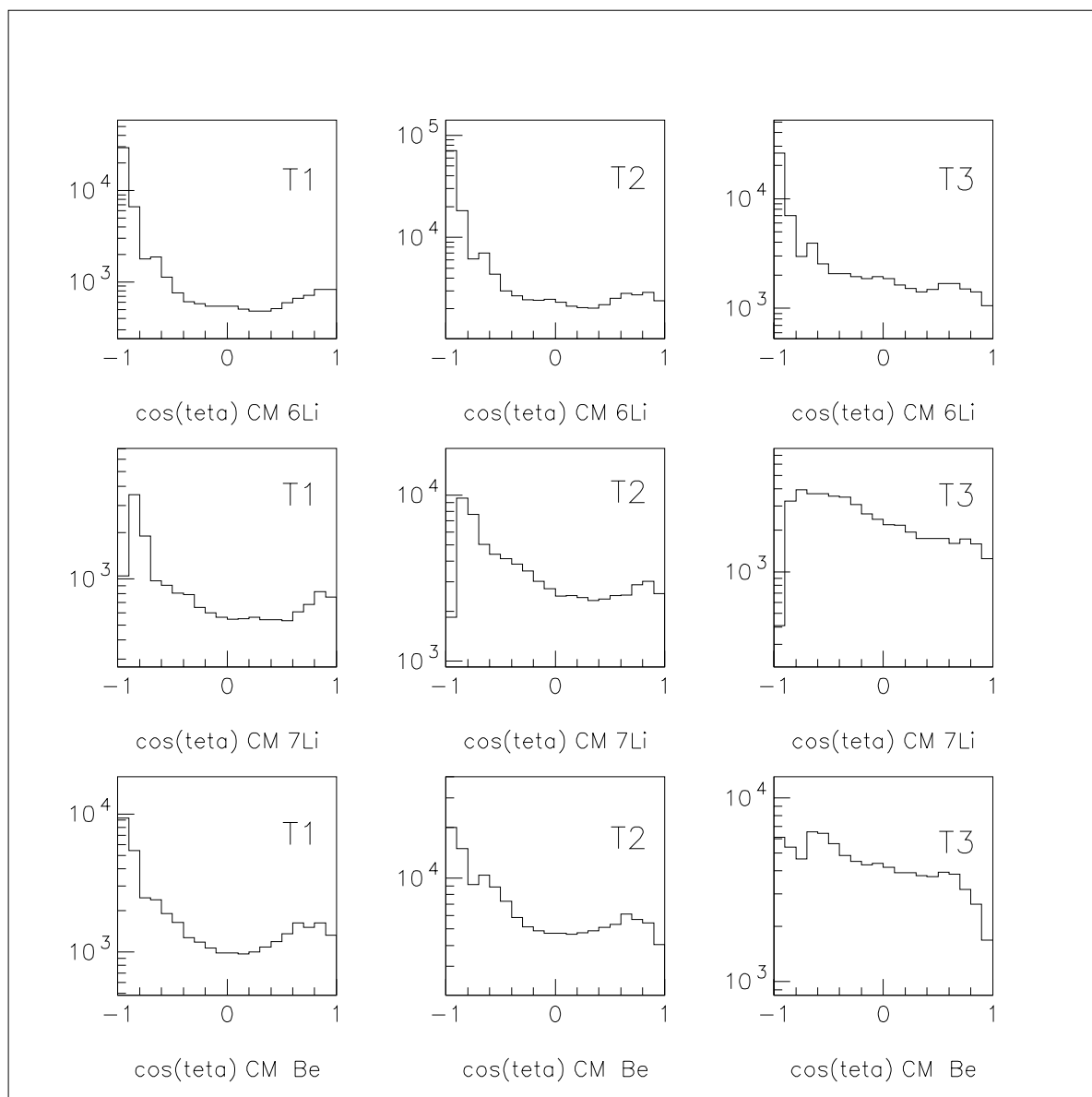


FIG. 4.7 – *Distribution angulaire dans le centre de masse pour ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et Be pour ${}^{93}\text{Nb}+{}^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

rapport aux autres isotopes. Cela est alors la cause d'un manque de deutons et de tritons pour $\cos\Theta_{CM} < -0.8$ par rapport aux protons. La même remarque est valable dans le cas des alphas par rapport aux ${}^3\text{He}$ et aux ${}^6\text{He}$ et des ${}^7\text{Li}$ par rapport aux ${}^6\text{Li}$.

Observons, enfin, que pour les fragments de masse intermédiaire nous avons, autour de $-0.7 < \cos\Theta_{CM} < -0.5$, par exemple pour le carbone, une vallée qui donne l'impression d'avoir un pic à l'arrière: c'est bien sûr l'effet dû au passage entre Si et CsI ci-dessus mentionné.

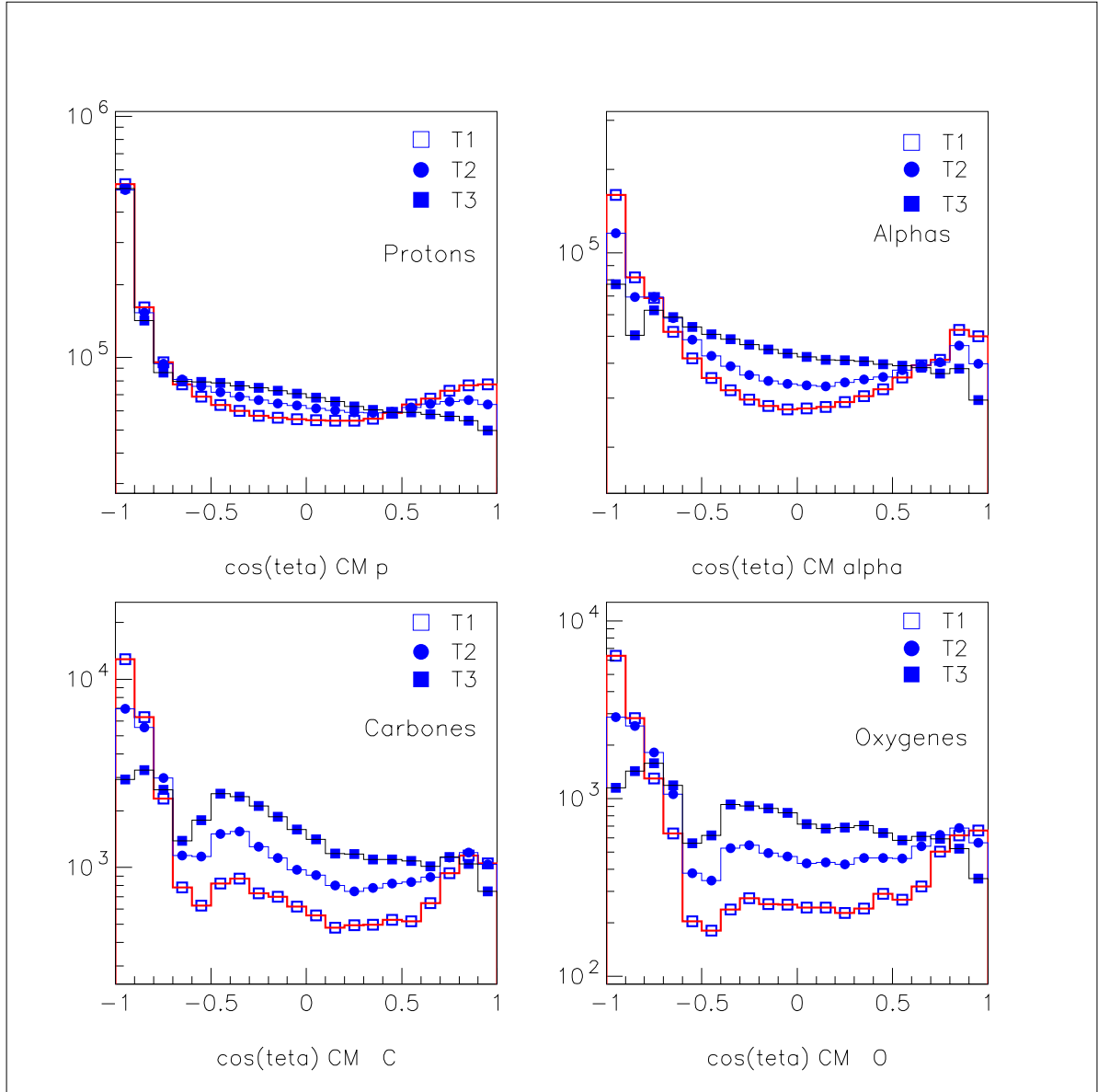


FIG. 4.8 – *Distributions angulaires dans le centre de masse pour les trois tranches, normalisées aux événements de la tranche T2, pour les protons, les alphas, les carbones et les oxygènes pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

Si on fait abstraction de la composante présente aux angles arrière ($\cos\Theta_{\text{CM}} < -0.8$), on pourrait voir un effet de symétrie avant-arrière, avec un minimum à $\Theta = 90^\circ$. Il serait alors possible d'interpréter cet effet, en partie et dans le cadre d'une réaction de noyau composé de fusion-fission [SCH84], comme dû au fait que, lorsque la direction du spin nucléaire est presque alignée à celle du plan de réaction, la forme analytique de la distribution angulaire donnée par le modèle classique de Griffin [GRI59] devient indépendante du spin nucléaire

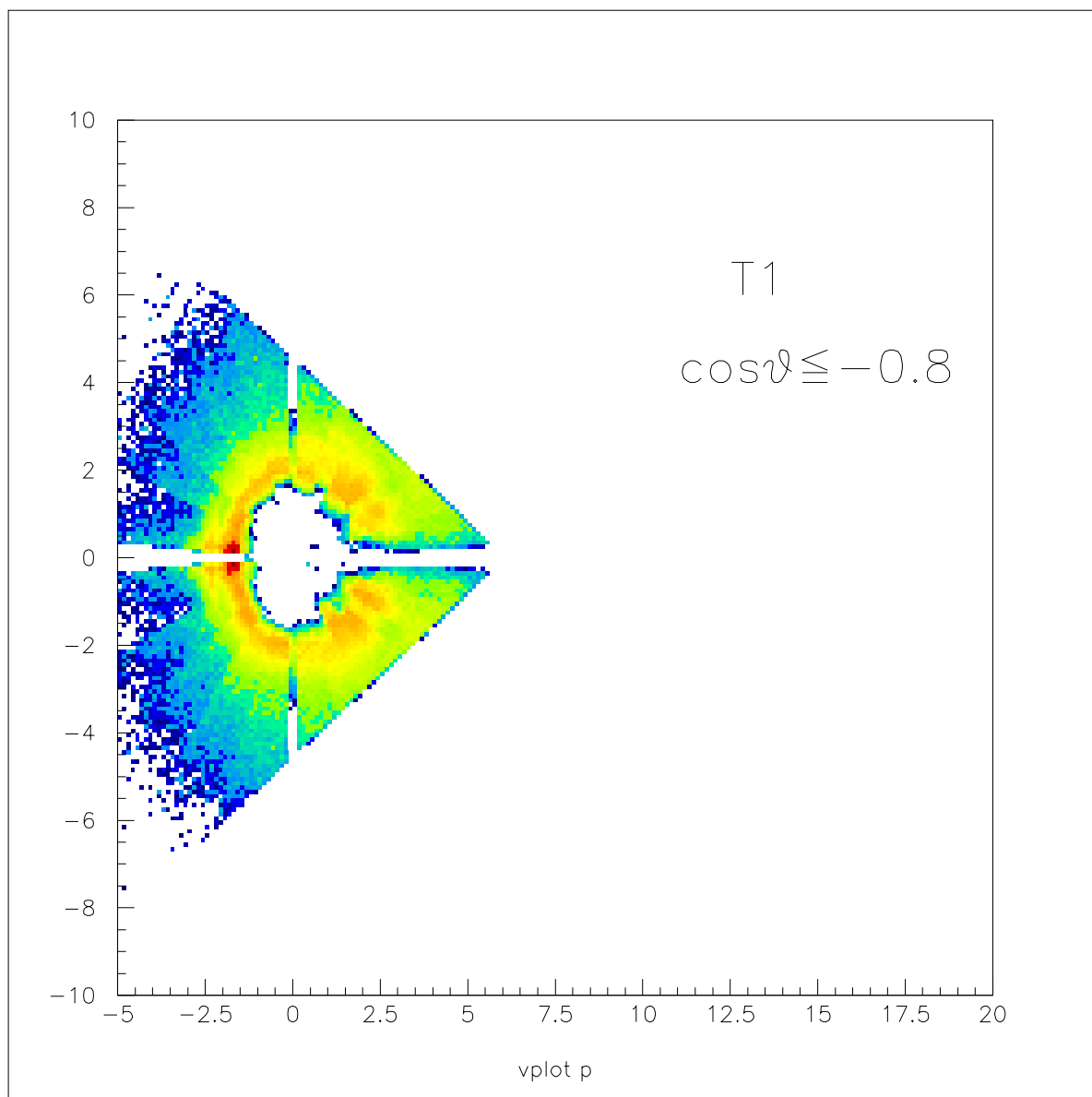


FIG. 4.9 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour les protons pour $\Theta \leq -0.8$ pour la tranche T1 pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

et peut être approximée par :

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \frac{1}{\sin\Theta} \quad (4.1)$$

Cela implique donc que il y a une émission des particules dans le plan perpendiculaire au moment angulaire et donc à l'avant et à l'arrière, ce qui donne aux distributions angulaires une forme similaire à $(\sin\Theta)^{-1}$. Nous notons néanmoins des déviations par rapport à cette forme analytique pour les angles à l'arrière où, comme nous l'avons dit, l'émission apparaît

plus importante. Cette allure est bien visible pour les tranches T1 et T2. A mesure que les collisions deviennent plus centrales, l'influence du moment angulaire est réduite et donc nous voyons disparaître, pour la tranche T3, la forme en $(\sin\Theta)^{-1}$.

Pour mieux comparer les effets nous pouvons regarder la figure (4.8) qui montre les distributions angulaires pour les trois tranches, normalisées au nombre d'événements de la tranche T2: nous notons, pour le cas des protons, que l'effet d'émission avant-arrière est visible pour les tranches T1 et T2 tandis que, pour la tranche T3, nous observons une courbe décroissante. Le même comportement est visible pour les alphas, pour les carbones et pour les oxygènes. Pour ces deux derniers nous voyons que la vallée liée au passage Si-CsI est identifiable, dans les diagrammes invariants de vitesse parallèle en fonction de la vitesse perpendiculaire, en raison de la déplétion observée, à environ 135 degrés.

Notons, toutefois, que les deux composantes que nous voyons dans les distributions angulaires ont déjà été étudiées, [CHA90]. En particulier, pour l'émission des fragments complexes, nous distinguons une composante dite isotrope (ou bien d'équilibre ou de source de noyau composé, [FIE86],[FAT87],[BOW87],[FIE89],[PLA89]) associée à des processus de décroissance statistique binaire du noyau composé; l'autre composante, présente aux angles arrière en cinématique inverse, est appelée deep inelastic, (voire non-équilibrée ou de source à vitesse intermédiaire (neck-emission) [KWI86],[CHA88a],[CHA88b],[HAN89],[BOR88],[FIE92]); elle est toujours considérée comme binaire et est associée à une grande asymétrie de masse; elle a été identifiée comme un processus quasi-élastique et comme profondément inélastique.

Par la suite, nous chercherons à isoler la composante isotrope, de manière à étudier sa décroissance.

TAB. 4.1 – *Limites de vitesses pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV pour la sélection des trois sources*

Z	A	v_{lim}^{T1} cm/ns	v_{lim}^{T2} cm/ns	v_{lim}^{T3} cm/ns
1	1	3.	3.	3.
1	2	3.2	3.2	3.2
1	3	3.4	3.4	3.4
2	3	3.8	3.8	4.
2	4	4.	4.	4.
2	6	4.	4.	4.
3,4	-	4.3	4.3	4.5
5,6	-	4.4	4.5	4.5
>6	-	5.	5.	5.

Les figures (4.10) et (4.11) montrent les profils des vitesses parallèles au faisceau pour les particules Z=1 et Z=2 pour chaque tranche pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

On a tracé les coupures effectuées pour la reconstruction de la source. Ces coupures ont été sélectionnées en étudiant les matrices V_{per} en fonction de V_{par} et les distributions angulaires.

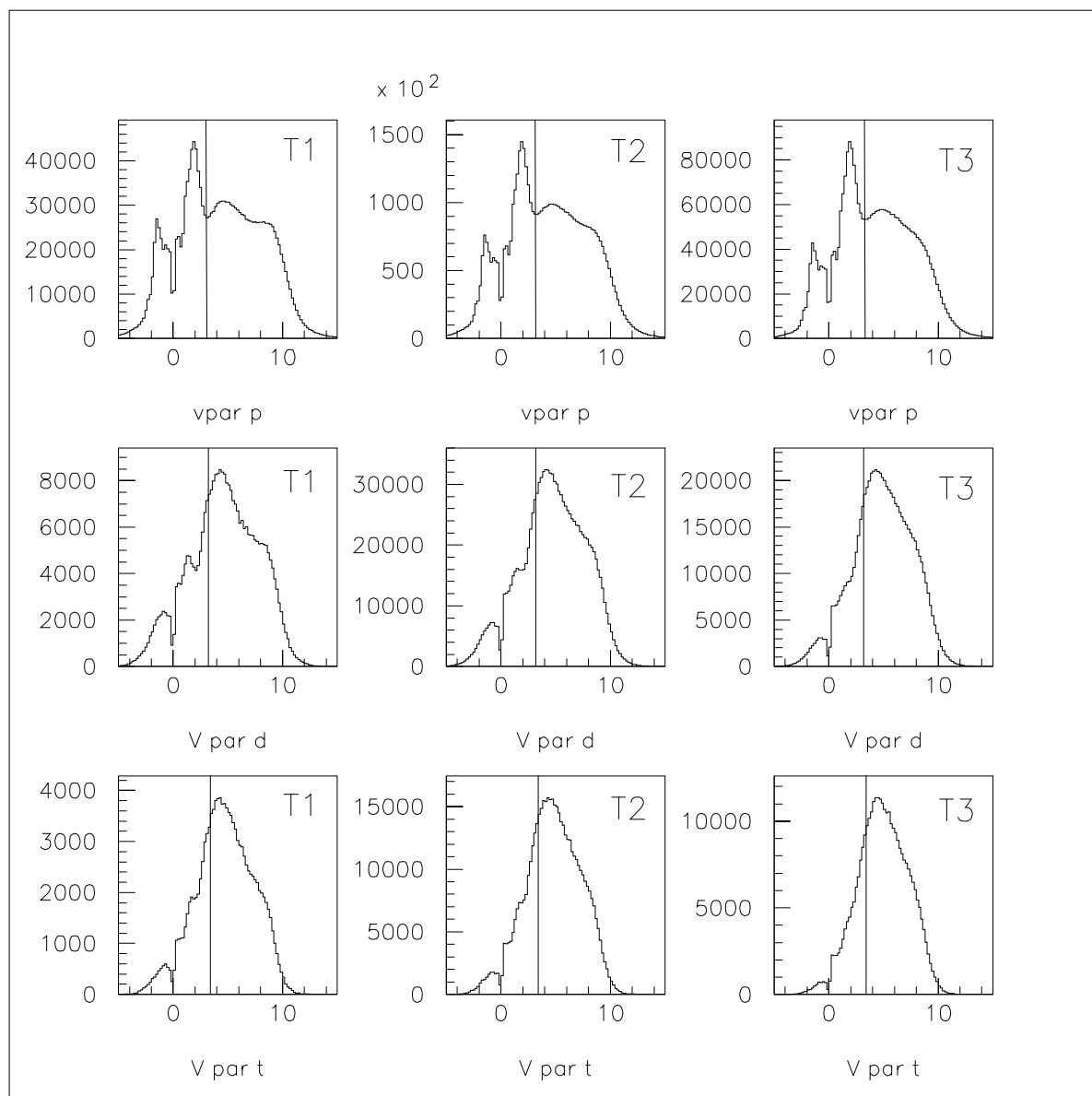


FIG. 4.10 – Coupures en vitesse pour les protons, deutons et tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

Pour ces particules nous remarquons une faible évolution avec les tranches, par exemple, en passant de T1 vers T3 nous voyons (moins pour le cas des $Z=1$ que des $Z=2$) disparaître la composante due à la cible, proche du zéro, à sa gauche. Aussi la forme de la composante de la vitesse due principalement à l'émission du projectile change peu avec les tranches.

Bien que l'évolution soit assez faible nous avons établi une limite en vitesse adaptée pour chaque tranche et pour chaque particule. Les résultats sont montrés dans le tableau (4.1).

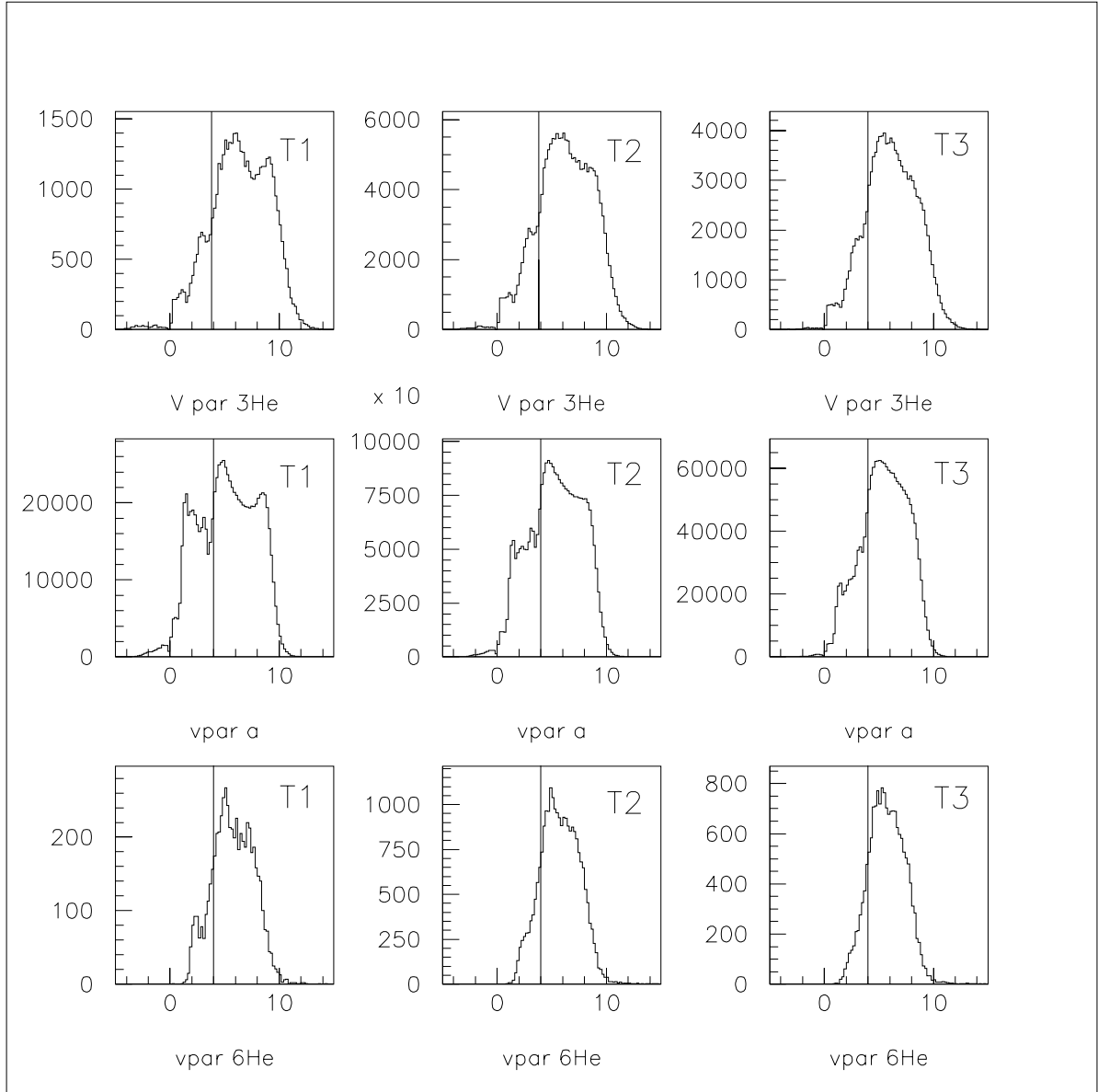


FIG. 4.11 – Coupure en vitesse pour ^3He , alphas et ^6He pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MEV.

Les coupures en vitesse pour les isotopes $Z=3$ et pour les fragments de masse intermédiaire ont été obtenues par extrapolation des limites des particules légères (où l'ambiguïté est assez limitée). En effet il est très difficile d'établir une coupure de vitesse pour des espèces comme le bore ou le carbone sur la base des profils de vitesse parallèle, car la faible statistique et les effets dus au passage Si-CsI limitent un choix basé sur le sens physique.

Le test qui décide si une coupure semble raisonnable est la comparaison, pour chaque tranche, de la forme des spectres en énergie dans le repère de la source à l'avant et à l'arrière. A l'avant, la source d'émission présente une forme maxwellienne typique de l'émission

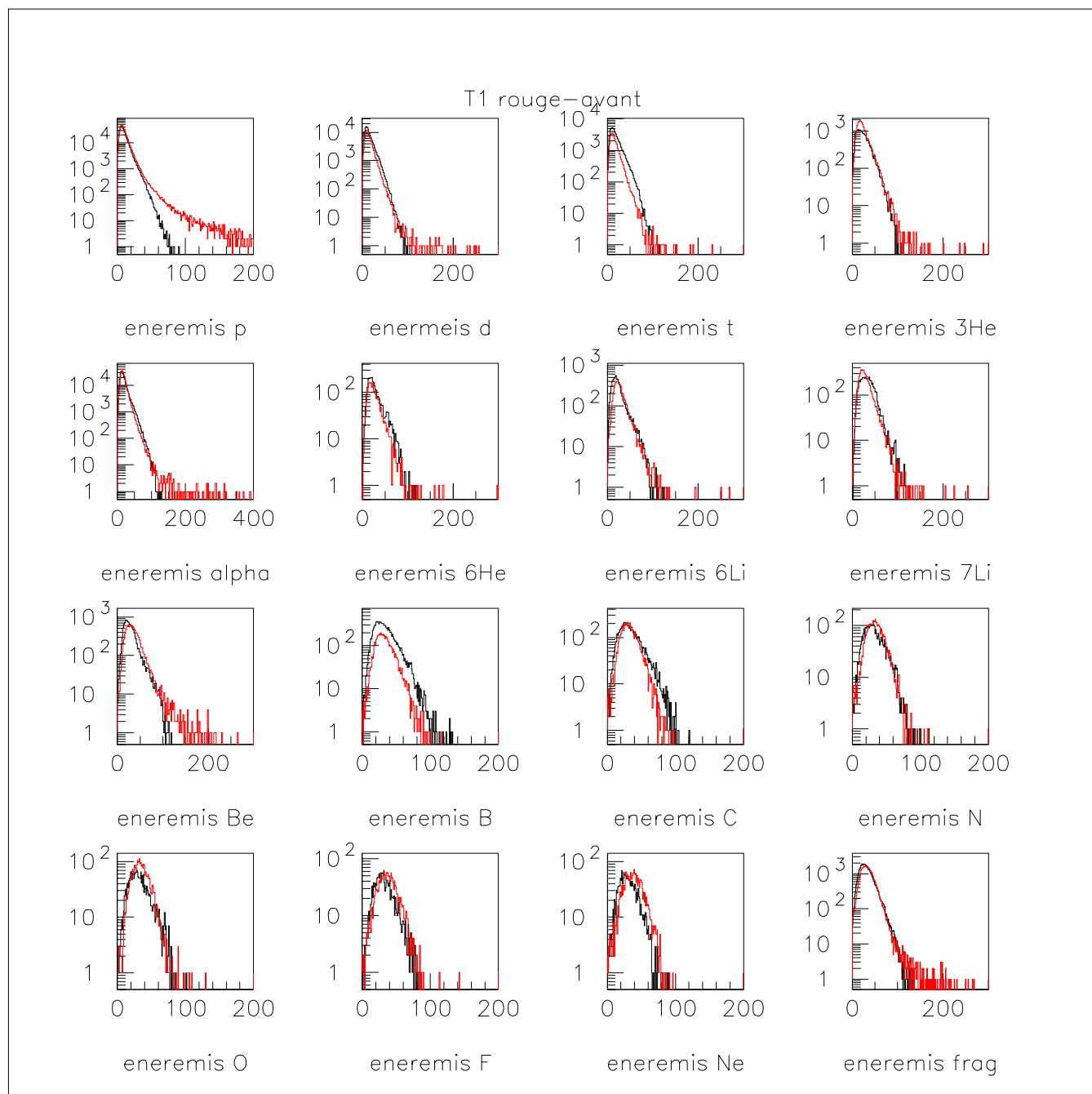


FIG. 4.12 – Spectres d'émission dans le repère de la source à l'avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T1.

d'un système équilibré. Nous considérons alors une coupure comme raisonnable lorsque l'émission à l'avant et celle à l'arrière peuvent être superposées. Cela revient à imposer une symétrisation de l'ensemble sélectionné pour construire la source.

La figure (4.12) est un exemple de résultat de ce test pour la tranche T1 (on a mis en annexe les résultats relatifs aux tranches T2 et T3). Elle montre les spectres d'émission dans le repère de la source à l'avant et à l'arrière, superposés, de façon à mettre en évidence le fait que les coupures en vitesse sont assez raisonnables. Bien qu'il y ait des particules qui montrent toujours la présence d'émission de pré-équilibre, nous pouvons conclure que l'émission de pré-équilibre est faible.

Toutefois, les protons montrent à l'avant un excès de particules à plus haute énergie, qui vraisemblablement indique la présence d'une composante hors équilibre à hautes vitesses, mêlée à la composante d'évaporation. Bien qu'en quantité inférieure, cela est visible aussi pour les deutons et les alphas des tranches T2 et T3.

Notons aussi que les bores sont en nombre majeur à l'arrière et leur distribution, maxwellienne pour la tranche T1, devient de plus en plus déformée pour T2 et T3.

L'examen ci-dessus nous conduit à conclure que, en général et principalement pour la tranche T1, il y a un bon accord entre les courbes à l'avant et celles à l'arrière, ce qui nous permet de déclarer valide la coupure effectuée. De toute façon le désaccord trouvé entre les spectres avant et arrière des fragments de masse intermédiaire pour T2 et surtout pour T3, indique qu'il y a une composante supplémentaire à l'arrière de la source qui peut être interprétée comme générée par des particules en provenance de la zone de mi-rapacité.

4.2.3 Construction de la source

Pour déterminer les caractéristiques de la source initiale, dont nous supposons avoir sélectionné les produits de décroissance, nous calculons la charge totale et la masse totale de l'ensemble des particules sélectionnées à l'aide des coupures en vitesse parallèle; comme établi dans le paragraphe précédent, pour chaque tranche T1, T2 et T3, nous considérons, événement par événement, les particules qui ont une vitesse parallèle plus grande que la limite trouvée.

La source est formée par les particules qui restent après la coupure en vitesse et donc en additionnant, événement par événement, la charge et la masse de ces particules nous évaluons la charge Z^{QP} de la source Quasi Projectile comme :

$$Z^{QP} = \sum_{i=1}^{npart} z_i \quad (4.2)$$

en additionnant les charges z_i de chaque particule ayant $v_{par} > v_{coupure}$.

Or, puisque Indra ne mesure ni les masses ni les neutrons nous sommes obligé de faire des hypothèses pour prendre en compte les neutrons que nous n'avons pas détectés. Nous supposons alors que, événement par événement, la source formée ait le même rapport isotopique que le projectile. La masse A^{QP} de la source Quasi Projectile est alors:

$$A^{QP} = A^{exp} + N_{neutrons} \quad (4.3)$$

où A^{exp} est la masse obtenue en additionnant les masses a_i de chaque particule

$$A^{exp} = \sum_{i=1}^{npart} a_i \quad (4.4)$$

et

$$N_{neutrons} = A^{QP} - A^{exp} \quad (4.5)$$

Pour la vitesse de la source Quasi Projectile (pour minimiser sa dépendance de la masse) nous avons utilisé un estimateur [CUS93],[LEC94] : chaque composante est évaluée comme une moyenne de la vitesse des particules pesée par leur charge¹:

$$V_k^{QP} = \frac{\sum_{i=1}^{npart} V_k(i) z_i}{Z^{QP}} \quad (4.6)$$

avec k=x,y,z. La vitesse du QP sera alors :

$$V^{QP} = \sqrt{V_x^{QP2} + V_y^{QP2} + V_z^{QP2}} \quad (4.7)$$

L'angle polaire de la source dans le laboratoire est:

$$\Theta^{QP} = \arccos \frac{V_z^{QP}}{V^{QP}} \quad (4.8)$$

et l'angle azimutal :

$$\Phi^{QP} = \arctan \frac{V_y^{QP}}{V_x^{QP}} \quad (4.9)$$

Le tableau (4.2)² illustre les valeurs moyennes obtenues pour la charge, la masse, l'angle polaire, la vitesse des sources pour les tranches T1, T2 et T3; par comparaison y figurent aussi la charge du résidu et sa vitesse.

Avec la violence de la collision, donc de T1 vers T3, la taille de la source augmente et l'angle polaire diminue, puisque nous avons des collisions de plus en plus centrales et un résidu (le plus gros fragment) de taille et de vitesse parallèle plus petites, ce qu'indique une dissipation plus importante.

TAB. 4.2 – *Caractéristiques des trois sources pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

	Z^{QP}	A^{QP}	Θ^{QP}	$V_z^{QP} \text{ cm/ns}$	Z_{res}	$v_{res} \text{ cm/ns}$
T1	40.71 ± 4.15	91.25 ± 9.45	3.00 ± 1.56	6.64 ± 0.31	34.08 ± 4.73	6.62 ± 0.47
T2	42.83 ± 4.30	96.03 ± 9.79	2.75 ± 1.62	6.43 ± 0.30	31.95 ± 5.46	6.40 ± 0.45
T3	45.14 ± 4.10	101.30 ± 9.28	2.55 ± 1.59	6.31 ± 0.25	30.49 ± 5.68	6.28 ± 0.41

1. Nous avons toutefois évalué les valeurs de la vitesse de la source Quasi Projectile et évaluée l'énergie d'excitation, grandeur où entre en jeu la vitesse de la source : les erreurs estimées sont de l'ordre de quelques pourcent (9% dans le cas plus grave) et cela n'a pas d'influence sur les résultats de ce travail.

2. Les valeurs qui figurent comme incertitudes sont les largeurs des distributions : la largeur à mi-hauteur du spectre expérimental.

TAB. 4.3 – Valeurs moyennes des multiplicités des protons, alphas et fragments pour les tranches T1, T2 et T3.

	M_p	M_α	M_{frag}
T1	1.96 ± 1.23	1.15 ± 1.00	0.22 ± 0.44
T2	2.70 ± 1.41	1.80 ± 1.24	0.43 ± 0.60
T3	3.09 ± 1.50	2.47 ± 1.45	0.64 ± 0.70

Le tableau (4.3) donne les valeurs moyennes des multiplicités des protons, alphas et fragments ($Z \geq 3$). Nous pouvons également noter l'augmentation des multiplicités avec la violence de la collision.

Des distributions des diverses variables reportées dans le tableau (4.2) et (4.3), on peut remarquer une évolution de la dissipation : la taille moyenne de la source peut refléter le phénomène à la base de sa formation : on peut imaginer que, pour la tranche T1, le projectile a subi une réaction directe, de pick up ou qu'il a transféré quelques nucléons à la cible. L'angle de déviation moyen de cette source est plus grand que pour les tranches T2 et T3, ce qui confirme que l'interaction a été plus périphérique. La tranche T3 a une source moyenne plus grande, sans doute formée à travers un mécanisme de fusion (incomplète) et sa vitesse est la plus faible, signe d'une interaction plus dissipative. Les valeurs moyennes, ainsi que les largeurs, de la charge et de la vitesse du résidu, ainsi que les multiplicités des particules légères et des fragments (sans le résidu), illustrent le même comportement.

La taille du résidu diminue avec la violence de la collision, ainsi que sa vitesse, montrant que la dissipation augmente en allant vers la tranche T3. Quant aux multiplicités, elles donnent la même information, puisqu'un nombre plus important de particules est produit, en accord naturellement avec la diminution de la taille du résidu.

4.2.4 Estimation de l'énergie d'excitation.

Pour évaluer l'énergie d'excitation déposée dans la source nous avons employé la méthode calorimétrique qui prend en considération toutes les particules émises par la source.

Avant d'appliquer cette méthode nous allons vérifier si la source a atteint un certain degré d'équilibre car, ensuite, l'étude de sa décroissance sera accomplie à travers la comparaison avec des modèles statistiques, Gemini et SMM, qui, sous des hypothèses différentes, modélisent la décroissance d'une source équilibrée.

Il est clair que la symétrisation avant-arrière utilisée pour la reconstruction des sources visait à sélectionner les particules appartenant au quasi-projectile en éliminant toute contribution de la cible ainsi que de l'émission hors équilibre.

L'examen des distributions d'énergie et des distributions angulaires des particules appartenant à la source permet d'estimer son degré d'équilibre.

Les figures (4.13) et (4.14) montrent ces distributions pour les protons et les alphas de chaque tranche (les distributions d'autres particules sont en annexe A et B). Nous pouvons voir que la quasi totalité des protons et des alphas des trois sources a une distribution

maxwellienne, typique du processus d'évaporation d'une source équilibrée. Il existe, toutefois, une contribution réduite et hors équilibre aux énergies plus élevées, surtout pour les tranches T2 et T3. Cette contribution est aussi visible dans les distributions angulaires comme une composante avant-arrière pour la tranche T1 et comme une composante à l'arrière, en majorité, pour la tranche T3.

Le nombre des particules appartenant à cette contribution hors équilibre est limité : cela nous permet de conclure que les sources reconstruites ont atteint, chacune en mesure différente, un certain équilibre.

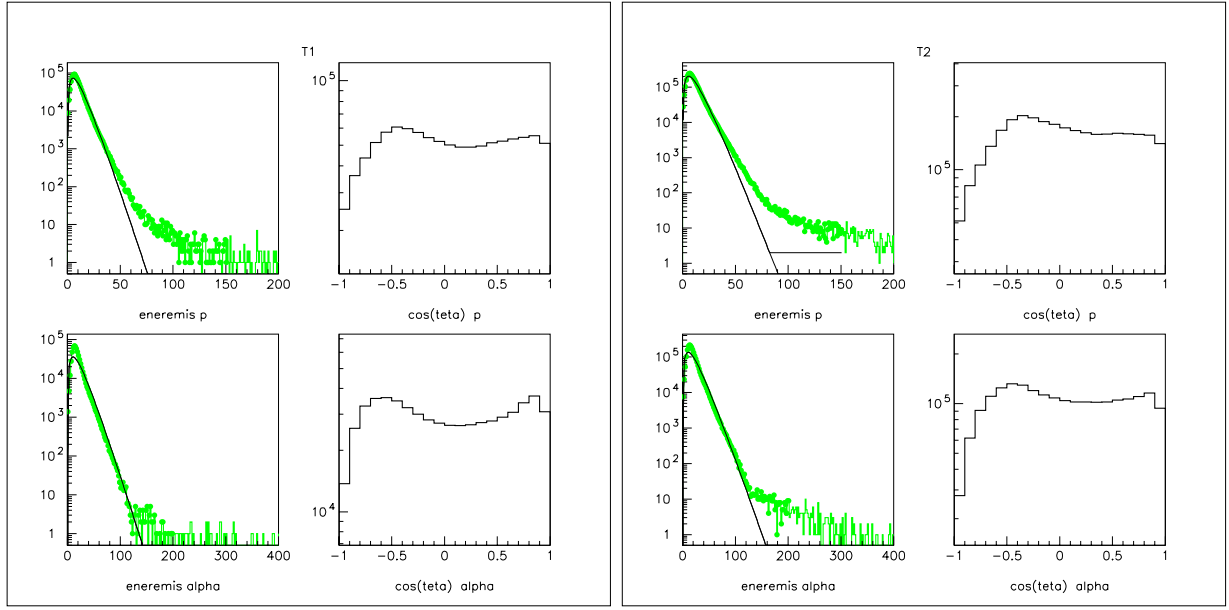


FIG. 4.13 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les protons et les alphas pour les tranches T1 et T2.

L'estimation de l'énergie d'excitation à travers la méthode du bilan énergétique prend en compte les caractéristiques cinématiques des particules.

L'énergie d'excitation déposée dans la source est en première approximation donnée par³:

$$E^* = \sum_{i=1}^{npart} E_i - \sum_{i=1}^{npart} m_i + A_{QP} \quad (4.10)$$

où E_i est l'énergie cinétique de chaque particule attribuée à la source et m_i est le défaut de masse de chaque particule calculé dans le cadre du Modèle de la Goutte Liquide (Liquid Drop Model), [WIL76] et A_{QP} est la masse de reconstruite de la source en prenant en compte le nombre des neutrons estimé comme nous avons précédemment vu.

L'énergie d'excitation par nucléon est donnée par:

3. Il est entendu $c=1$ et les masses sont en MeV.

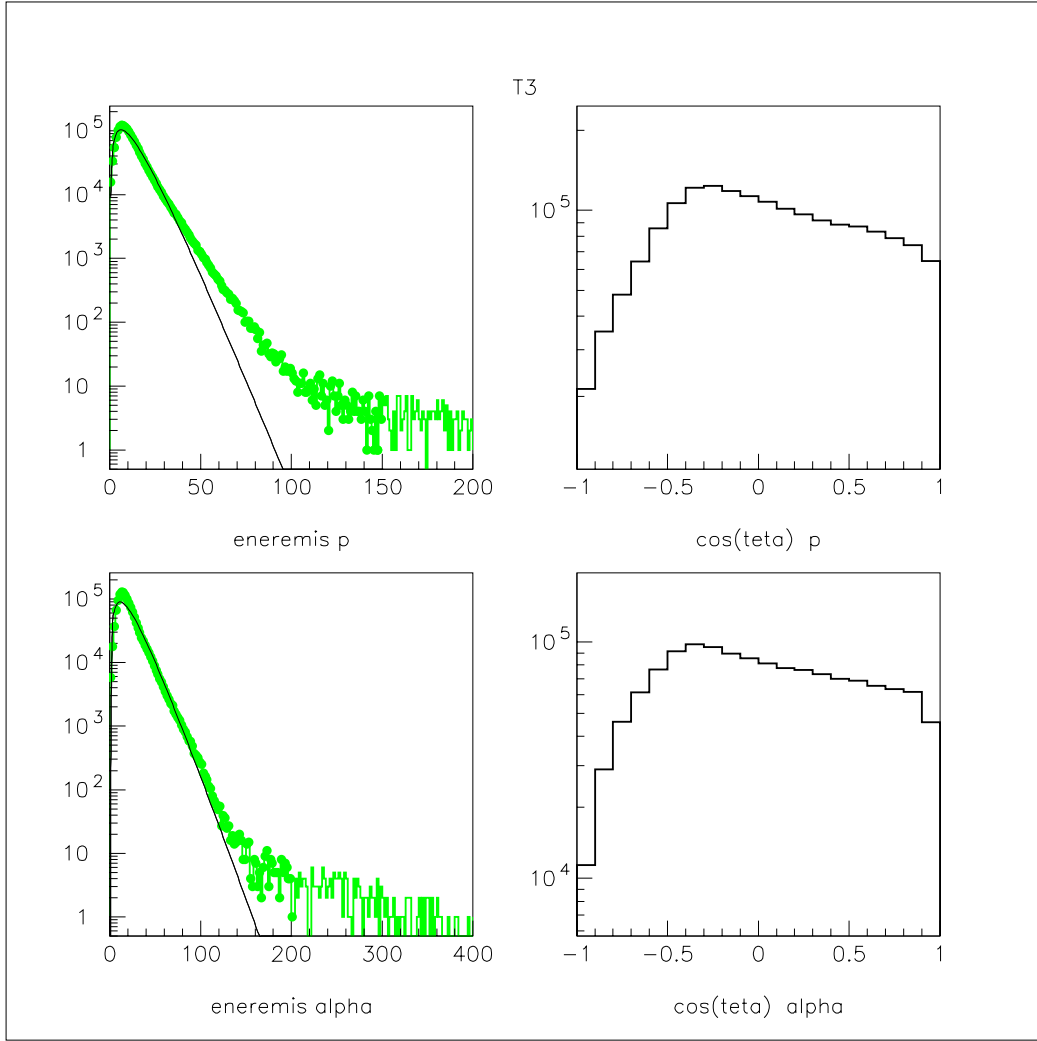


FIG. 4.14 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les protons et les alphas pour la tranche T3.

$$\epsilon^* = \frac{E^*}{A_{QP}} \quad (4.11)$$

En prenant en compte l'énergie des neutrons, l'équation (4.10) devient :

$$E^* = \sum_{i=1}^{npart} E_i + \sum_{j=1}^{nneutr} E_j - \sum_{i=1}^{npart} m_i - \sum_{j=1}^{nneutr} m_i + A_{QP} \quad (4.12)$$

avec l'hypothèse que l'énergie cinétique des neutrons est proportionnelle à la température de la source:

$$E_j = 2\alpha T \quad (4.13)$$

où le facteur $\alpha \simeq 0.75$ tient compte du fait que, au fur et à mesure que la source émet des neutrons, sa température baisse.

Dans le cadre du modèle du gaz de Fermi, nous pouvons écrire:

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \quad (4.14)$$

où a est le paramètre de densité des niveaux $a = \frac{A}{8} \text{MeV}^{-1}$.

Nous arrivons ainsi à une équation du deuxième degré en E^* et finalement à l'énergie d'excitation par nucléon ϵ^* .

Le tableaux (4.4) montre les valeurs moyennes de l'énergie d'excitation pour les trois sources T1, T2 et T3, en utilisant les masses Veda et les masses Epax⁴, ainsi que le nombre de neutrons calculé, événement par événement, avec l'équation (4.5).

Il y a deux remarques à faire: la première concerne la valeur de l'énergie d'excitation, qui, comme nous nous attendons, augmente avec l'augmentation de la violence de la collision; la deuxième concerne une comparaison entre l'utilisation de la formule de masses Veda et celle Epax. En les comparant nous voyons que les énergies d'excitation calculées avec les masses Veda sont plus basses que celles obtenues avec les masses Epax. En effet, les masses obtenues avec Epax sont plus petites que celles obtenues avec Veda (différence du nombre des neutrons entre les deux calculs). Cet écart explique la différence remarquée pour l'énergie d'excitation d'environ 0.5 MeV/nucléon, car les masses plus petites, pour le principe de conservation de l'énergie, sont responsables des vitesses plus grandes et donc des énergies cinétiques plus importantes qui, dans le bilan calorimétrique de l'énergie d'excitation, donnent lieu à des valeurs d'énergie d'excitation majorées.

TAB. 4.4 – *Energies d'excitation moyennes des sources relatives aux trois tranches, pour les masses Veda et pour les masses Epax.*

	$\epsilon_{Veda}^* \text{MeV}/A$	$N_{neutrons}^{Veda}$	$\epsilon_{Epax}^* \text{MeV}/A$	$N_{neutrons}^{Epax}$
T1	1.58 ± 0.80	2.79 ± 2.21	2.16 ± 0.70	6.06 ± 1.73
T2	2.58 ± 0.92	4.85 ± 2.71	3.07 ± 0.77	7.63 ± 1.95
T3	3.37 ± 0.96	6.36 ± 2.92	3.80 ± 0.80	8.68 ± 2.08

4.2.5 Remarques générales sur les événements appartenant aux trois sources.

Un simple regard aux diagrammes des charges Z en fonction de la vitesse parallèle à l'axe du faisceau pour chaque produit de réaction ayant un $Z \geq 3$ donne des information sur les trois échantillons préparés.

4. Nous rappelons au lecteur que les deux formules des masse Veda et Epax sont :
 $A_{veda} = 1.867Z + 0.016Z^2 - 1.07 * 10^{-4}Z^3$ et $A_{epax} = 2.08Z + 2.9 * 10^{-3}Z^2$

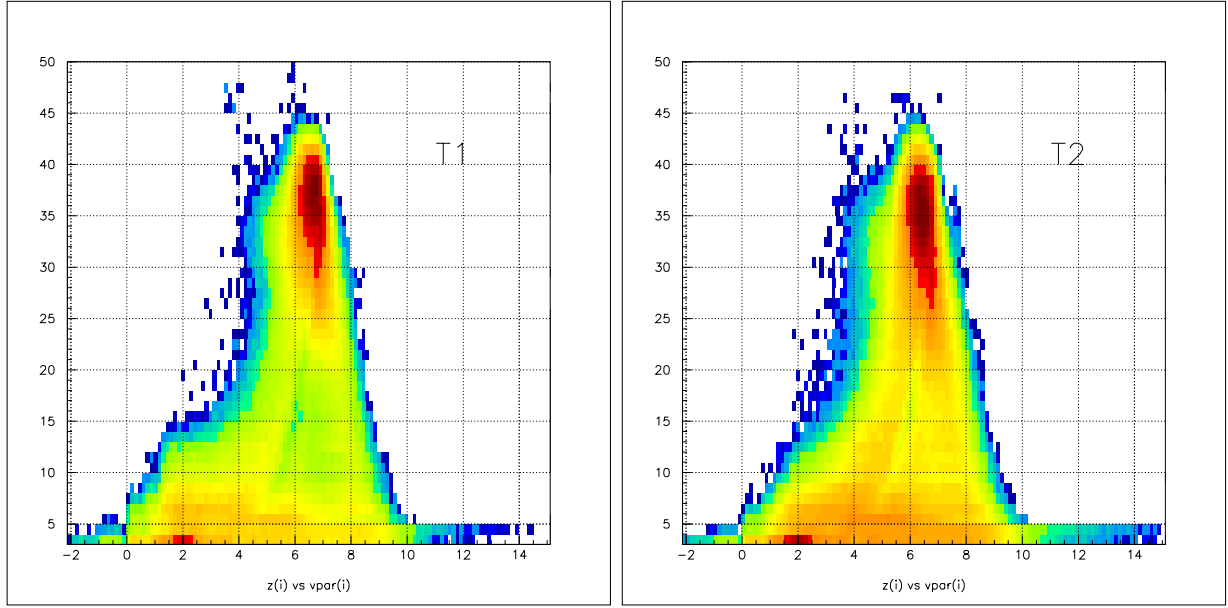


FIG. 4.15 – Diagrammes de la charge des produits ayant un $Z \geq 3$ versus la vitesse parallèle au faisceau pour les tranches T1 et T2.

En fait si l'on compare les trois figures (4.15) et (4.16) nous pouvons voir une certaine évolution en partant de la tranche T1 vers la tranche T3.

Le diagramme relatif à la tranche T1 montre un caractère binaire plus accentué : nous observons un nombre plus important de fragments de masse intermédiaire ($Z \leq 12$) appartenant à la cible (car ils se trouvent à basses vitesses). Cette composante garde probablement la mémoire des réactions quasi-élastiques et réactions profondément inélastiques. Elle s'étend au delà du Z de la cible (elle arrive dans nos cas jusqu'à $Z=15$ tandis que la cible a un nombre atomique $Z=12$) : à cause de l'asymétrie de la réaction on s'attendrait à un transfert de masse dans le sens opposé ; nous ne nous attendons pas à ce que la cible puisse avoir pris des nucléons du projectile, car les énergies d'excitations induites l'aurait fait exploser. D'après J.R.Charity [CHA88a] il s'agit de nucléons en mouvement dans le centre de masse du projectile vers l'arrière qui auraient pu être transférés sans déposer trop d'énergie. Il est aussi possible d'observer une composante centrée sur des grandes valeurs de charge proches de celle du projectile ($Z=41$) et une autre composante qui suggère une source qui émet des fragments, dont les deux branches, de la même intensité, seraient les deux solutions cinématiques.

Lorsque nous regardons ce même diagramme pour la tranche T2 nous voyons que nous avons perdu une partie de la composante liée à la cible et que la zone ayant une charge proche de celle du projectile s'est déplacée vers des valeurs plus faibles. Les deux branches sont bien évidentes et nous pouvons observer un grand nombre des fragments de masse intermédiaire même à plus grande vitesse. Le diagramme pour la tranche T3 montre une plus grande dissipation : la valeur de la charge du résidu est encore plus faible et la plupart des fragments de masse intermédiaire a maintenant une vitesse comprise entre $4 \leq v_{par}(i) \leq 8$

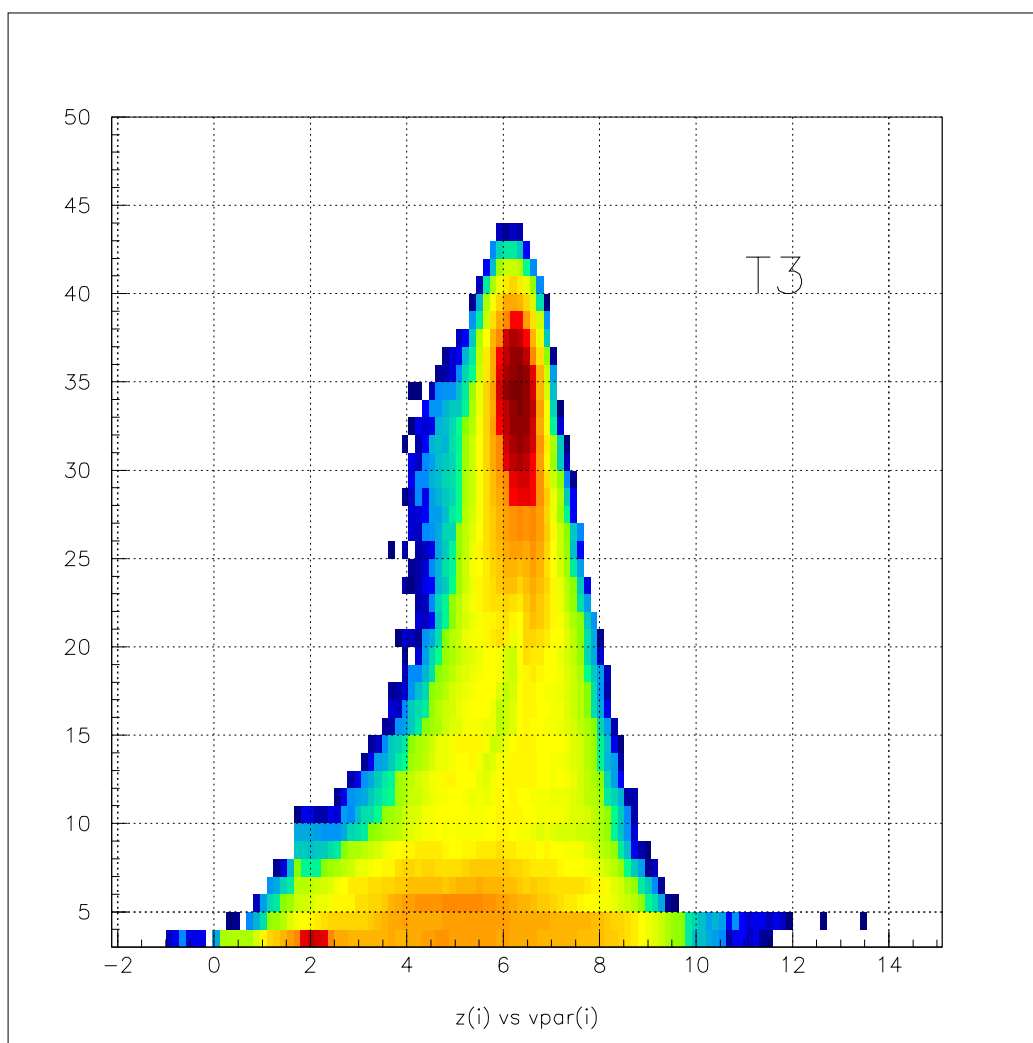


FIG. 4.16 – Diagramme de la charge des produits ayant un $Z \geq 3$ versus la vitesse parallèle au faisceau pour la tranche T3.

cm/ns.

La figure (4.17) montre le déplacement en vitesse du résidu pour les trois tranches. Pour cette réaction la vitesse du Centre de Masse est $V_{CM} = 6.05$ cm/ns et puisque la vitesse du résidu est plus grande de la vitesse du centre de masse nous pouvons affirmer que la plupart des événements montre la présence de fusion incomplète.

4.3 L'analyse de $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

L'analyse du système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV suit le même développement que le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$. Comme montré dans le chapitre précédent, nous avons considéré

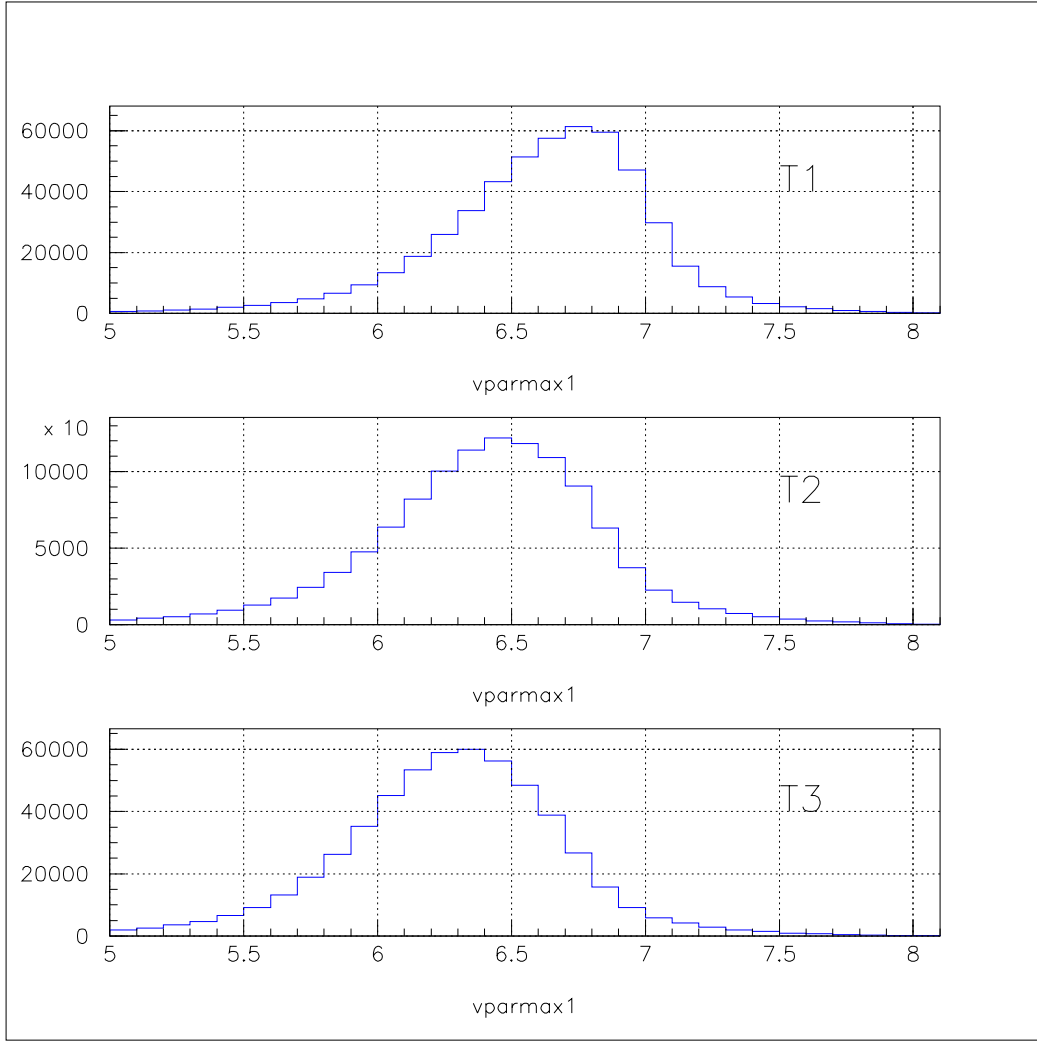


FIG. 4.17 – Vitesse parallèle à l'axe du faisceau pour le résidu des trois tranches.

les données qui statistiquement proviennent de l'aluminium, sélectionnées à l'aide de la coupure qui partage les événements entre $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$.

Nous remarquons d'avance que, malgré la coupure effectuée (on garde les événements pour lesquels $Z_{\text{totprim}} \geq 1$ afin d'isoler l'aluminium de l'oxygène), la tranche T1 montre tout de même une pollution par l'oxygène, comme on le verra plus loin dans ce chapitre.

4.3.1 Corrélation E_{trs} versus M_{tot} .

Comme pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$, le point de départ de cette analyse est la corrélation E_{trs} versus M_{tot} montrée en figure (4.18).

Comme pour le cas du Magnésium, la corrélation a été partagée dans les trois tranches T1, T2, T3 de façon à ce que les séparatrices soient perpendiculaires à la ligne de crête

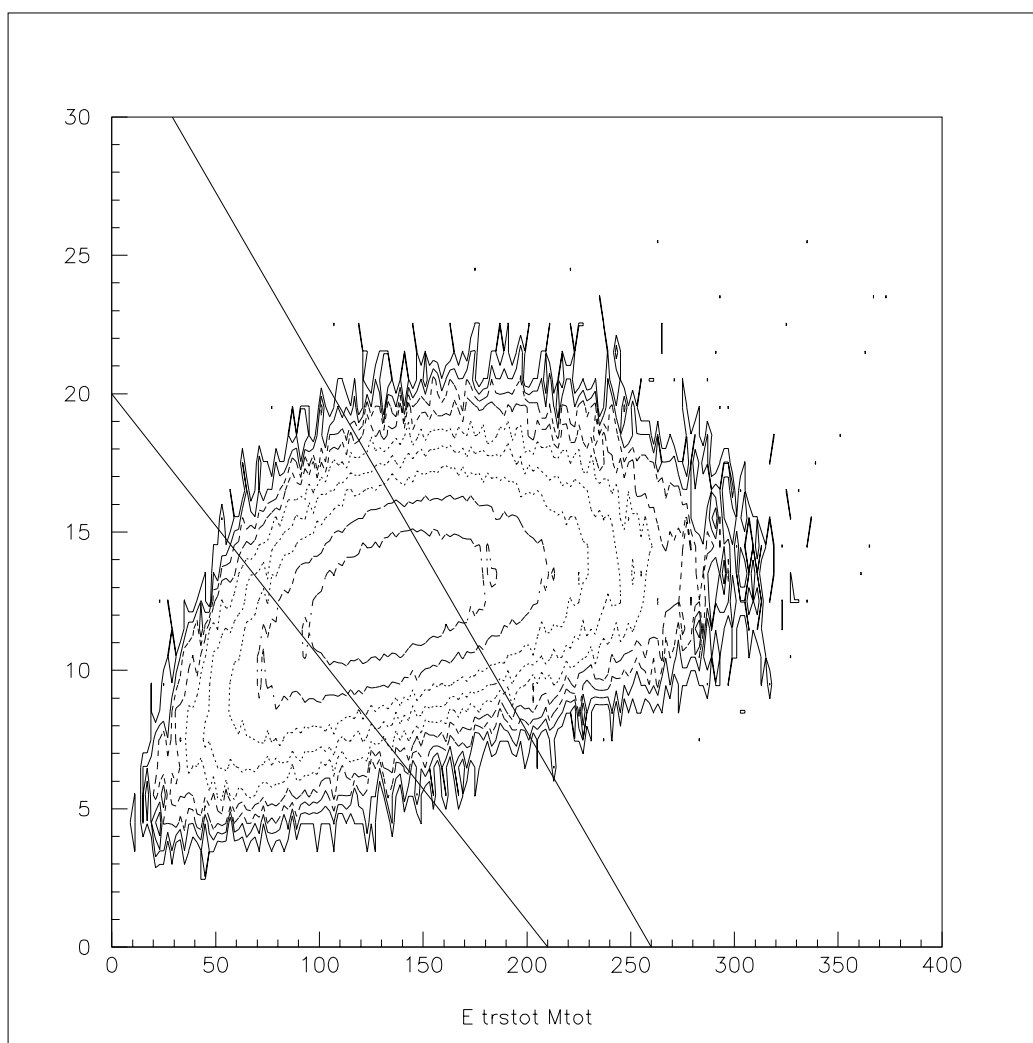


FIG. 4.18 – Corrélation E_{trs} versus M_{tot} pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

pour obtenir ainsi des lots d'événements qui sont similaires à ceux analysés pour la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$, c'est-à-dire, que les valeurs de multiplicité et d'énergie transverse qui limitent les trois tranches sont très proches de celles obtenues pour le Magnésium.

Comme auparavant, la tranche T1 est constituée par des événements plus périphériques, la tranche T2 par des collisions semi-centrales et la tranche T3 par des événements issus de collisions plus violentes.

Comme pour le système étudié précédemment, l'énergie transverse totale maximale est d'environ 150 MeV et la multiplicité totale est en dessous de 13.

La tranche T2 a une valeur minimale d'énergie transverse d'environ 50 MeV jusqu'à un maximum de 210 MeV avec une multiplicité comprise entre 5 et 19.

La tranche T3 arrive jusqu'à une valeur maximale d'environ 320 MeV et une multiplicité maximale jusqu'à 20.

Nous remarquons que la tranche T1 a (à cause de la sélection effectuée pour enlever l'Oxygène de l'Aluminium) très peu de statistique par rapport aux tranches T2 et T3 et la comparaison avec le Magnésium ne sera faite qu'avec ces dernières tranches.

La prochaine section décrit l'identification de la source pour chaque tranche.

4.3.2 Identification des sources T1, T2 et T3 : sélection des particules.

Comme nous avons vu dans le cas du Magnésium, nous avons reconstitué la source primaire des produits de réaction, en sélectionnant, événement par événement, les particules qui satisfont aux critères cinématiques établis dans le premier paragraphe. Nous avons exclu alors les particules provenant de la cible (à basse vitesse) et nous cherchons, avec des coupures en vitesse, à isoler la source Quasi-Projectile.

Les diagrammes invariants en vitesse V_{per} en fonction de V_{par} (en annexe) pour les différentes particules, montrent les mêmes caractéristiques que ceux du Magnésium. Nous pouvons observer la même évolution : en partant de la tranche T1 vers la tranche T3 nous voyons l'effet d'étirement dans la direction perpendiculaire au faisceau à mesure que la violence de la collision augmente.

Les distributions angulaires (en annexe) de même que celles du Magnésium, pour les cas de $Z=1$ et surtout pour les protons, sont fortement piquées à l'arrière, indiquant la présence d'émission de la cible et d'une composante hors équilibre.

Pour les tranches T1 et T2, elles montrent une forme qui suggère une symétrie avant-arrière due à un effet de moment angulaire. Cet effet devient moins important pour la tranche T3, composée par des collisions plus centrales où l'importance du moment angulaire est minimale.

Pour mettre en évidence l'évolution des distributions angulaires avec les tranches, nous fixons l'attention sur la figure (4.19) qui montre la superposition des distributions angulaires dans le centre de masse pour les trois tranches normalisées au nombre d'événements de la deuxième tranche, pour les protons, les alphas, les carbones et les oxygènes.

Avec l'aide des diagrammes de vitesse invariante et des distributions angulaires dans le centre de masse, nous avons établi, pour les trois tranches, les valeurs de vitesse de coupure qui figurent dans le tableau (4.5).

Comme pour le Magnésium, ces valeurs ont été extrapolées par rapport aux valeurs trouvées pour les particules légères, pour lesquelles il est plus facile de séparer la contribution de la cible de celle du projectile.

Une fois les coupures faites, suivant la procédure déjà vue pour le Magnésium, on contrôle que les spectres d'émission dans le repère de la source avant et arrière soient symétriques de façon à valider les coupures effectuées.

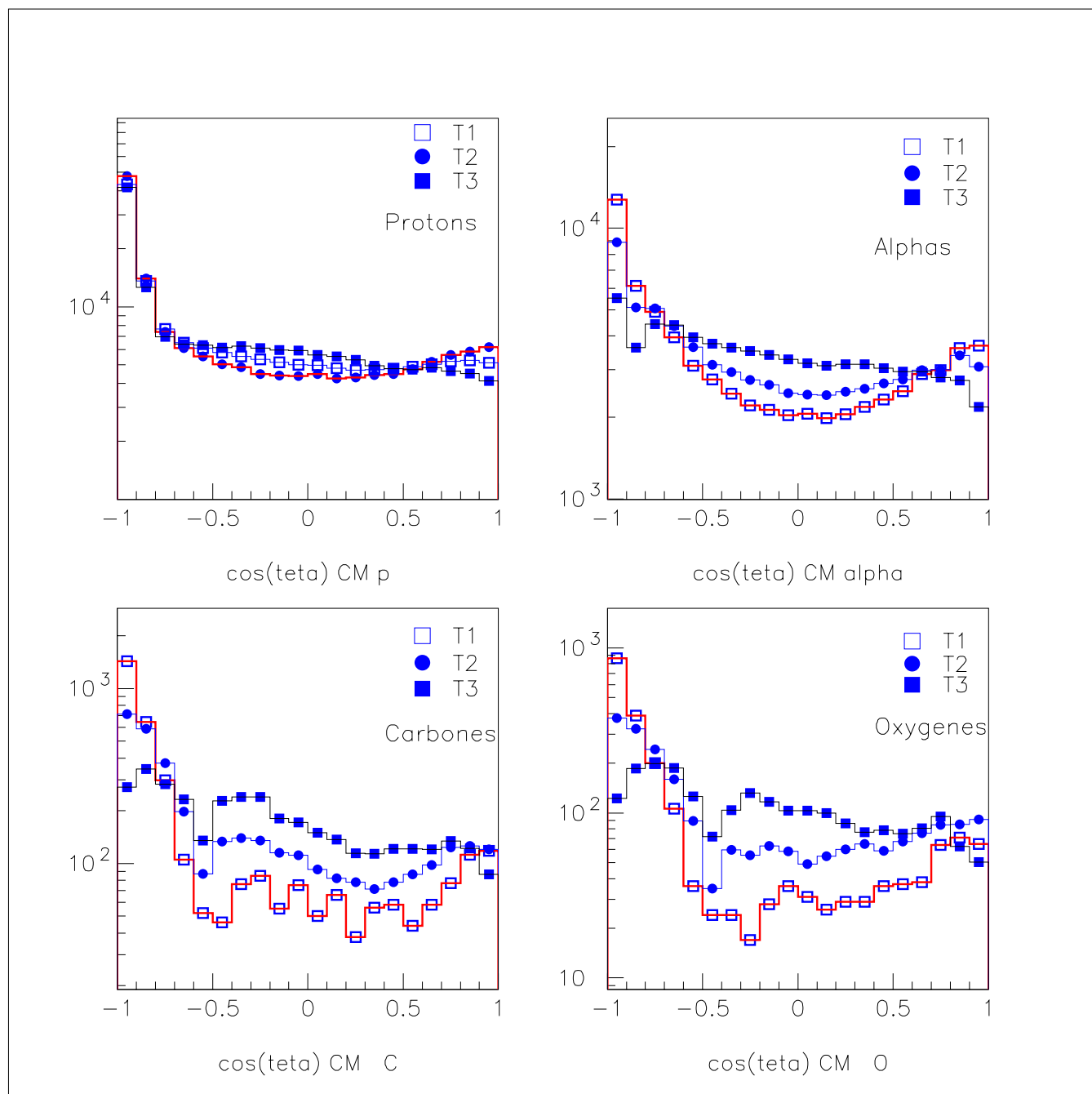


FIG. 4.19 – Distributions angulaires normalisées au nombre d'événements pour les trois tranches pour les protons, les alphas, les carbones et oxygènes pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

4.3.3 Construction de la source et évaluation de l'énergie d'excitation.

Après avoir coupé en vitesse, nous avons reconstitué la source avec la méthode expliquée au paragraphe précédent en prenant toutes les particules qui ont une vitesse parallèle au

TAB. 4.5 – Limites de vitesses pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV pour la sélection des trois sources

Z	A	v_{lim}^{T1} cm/ns	v_{lim}^{T2} cm/ns	v_{lim}^{T3} cm/ns
1	1	3.3	3.3	3.3
1	2	3.4	3.4	3.4
1	3	3.6	3.7	3.7
2	3	3.8	3.8	3.9
2	4	4.2	4.2	4.2
2	6	4.4	4.5	4.5
3,4	-	4.5	4.5	4.5
>5	-	5.	5.	5.

faisceau plus grande que la vitesse limite établie.

Une fois les sources reconstruites pour chacune des trois tranches on regarde les spectres d'énergie cinétique (en annexe) de chaque espèce dans le repère de la source Quasi-Projectile à l'avant et à l'arrière par rapport à sa vitesse: si la coupure effectuée est raisonnable les spectres en énergie seront très proches des courbes maxwelliennes attendues pour une émission isotrope et statistique typique d'un mécanisme d'évaporation de la source.

Le tableau (4.6) montre les valeurs moyennes des trois sources Quasi-Projectile reconstruites pour chaque tranche. On a reporté aussi la valeur moyenne de la charge du résidu et sa vitesse moyenne. Dans le tableau (4.7) figurent les multiplicités des protons, des alphas et des fragments (sans le résidu).

TAB. 4.6 – Caractéristiques des trois sources pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

	Z^{QP}	A^{QP}	Θ^{QP}	V_z^{QP} cm/ns	Z_{res}	v_{res} cm/ns
T1	38.73 ± 4.63	86.75 ± 10.54	2.99 ± 1.71	6.40 ± 0.44	30.75 ± 4.97	6.24 ± 0.56
T2	41.66 ± 5.01	93.40 ± 11.38	3.10 ± 1.80	6.42 ± 0.31	29.79 ± 5.63	6.34 ± 0.44
T3	44.01 ± 4.83	98.74 ± 10.94	2.95 ± 1.85	6.32 ± 0.26	28.94 ± 5.77	6.31 ± 0.40

TAB. 4.7 – Valeurs moyennes des multiplicités des protons, alphas et fragments pour les tranche T1, T2 et T3.

	M_p	M_α	M_{frag}
T1	2.31 ± 1.35	1.21 ± 1.04	0.31 ± 0.51
T2	2.91 ± 1.50	1.71 ± 1.22	0.48 ± 0.62
T3	3.33 ± 1.60	2.43 ± 1.46	0.66 ± 0.70

Comme nous l'attendions la taille de la source augmente en passant de T1 vers T3,

avec la violence de la collision tandis que sa vitesse ainsi que l'angle polaire diminuent. La taille et la vitesse du résidu diminuent en accord avec l'idée que, la collision étant plus dissipative, le plus gros fragment est réduit en taille et il a perdu un peu plus de son énergie. Comme nous avons déjà noté, les valeurs moyennes pour la source de la tranche T1 ne sont pas en harmonie avec celles des autres deux tranches et cela est seulement dû à la sélection $Z_{totprim} \geq 1$ qui ne suffit pas à enlever complètement la pollution due à l'Oxygène dans le cas de cette tranche.

Les figures (4.20) et (4.21) montrent les distributions en énergie et les distributions angulaires dans le repère de la source. Bien qu'il soit évident que nous avons la présence des particules hors équilibre, malgré la procédure de symétrisation, on peut quand même assumer que la source a atteint un certain degré d'équilibre.

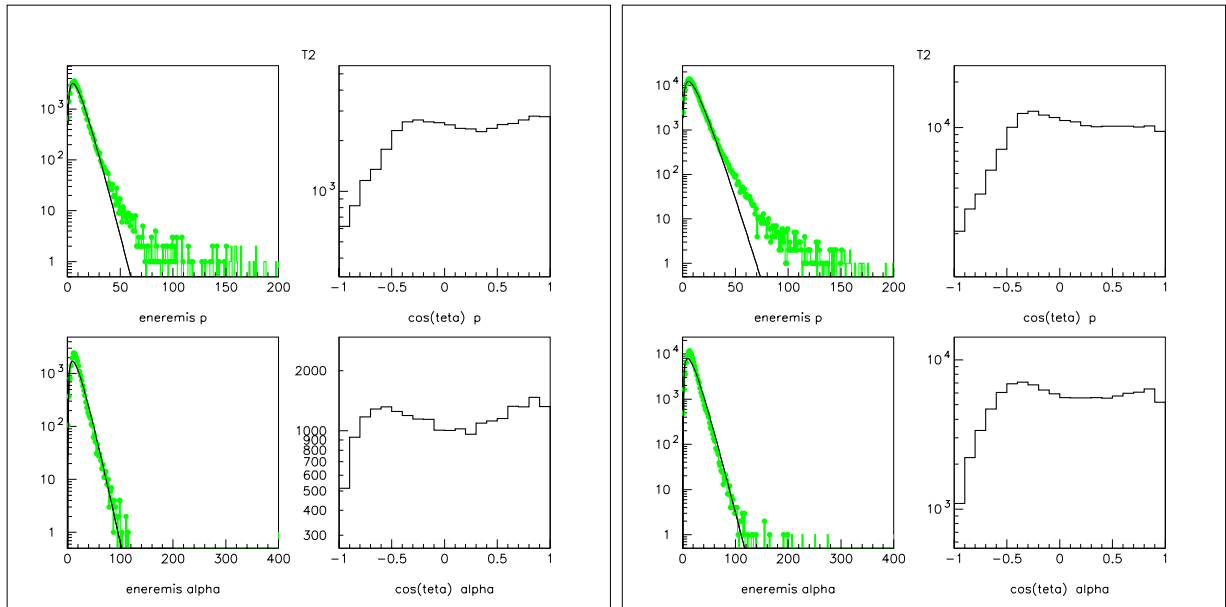


FIG. 4.20 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source et pour les protons et les alphas pour les tranches T1 et T2.

Nous avons calculé ensuite l'énergie d'excitation par calorimétrie et les résultats sont montrés dans le tableau (4.8) donnant pour les trois sources l'énergie d'excitation en MeV par nucléon pour les masses Veda et Epax, ainsi que le nombre de neutrons calculé, événement par événement, par l'équation (4.5).

Nous pouvons voir que l'énergie d'excitation, un peu plus élevée que celle du Magnésium pour la tranche correspondante, augmente avec la violence de la collision. Notons aussi que les énergies d'excitation obtenues avec les masses Epax sont plus importantes. Restent valables les remarques faites dans le cas du Magnésium.

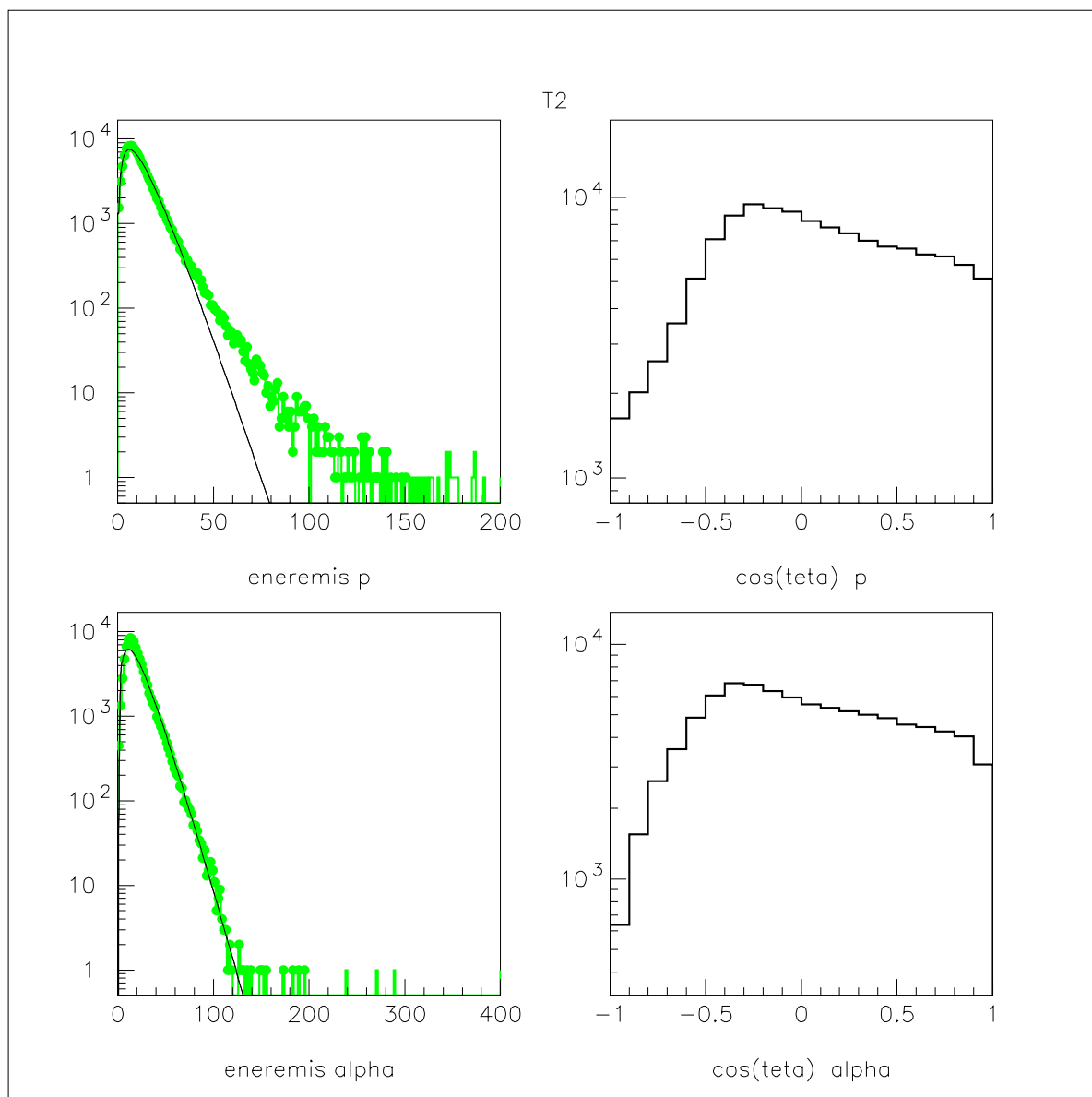


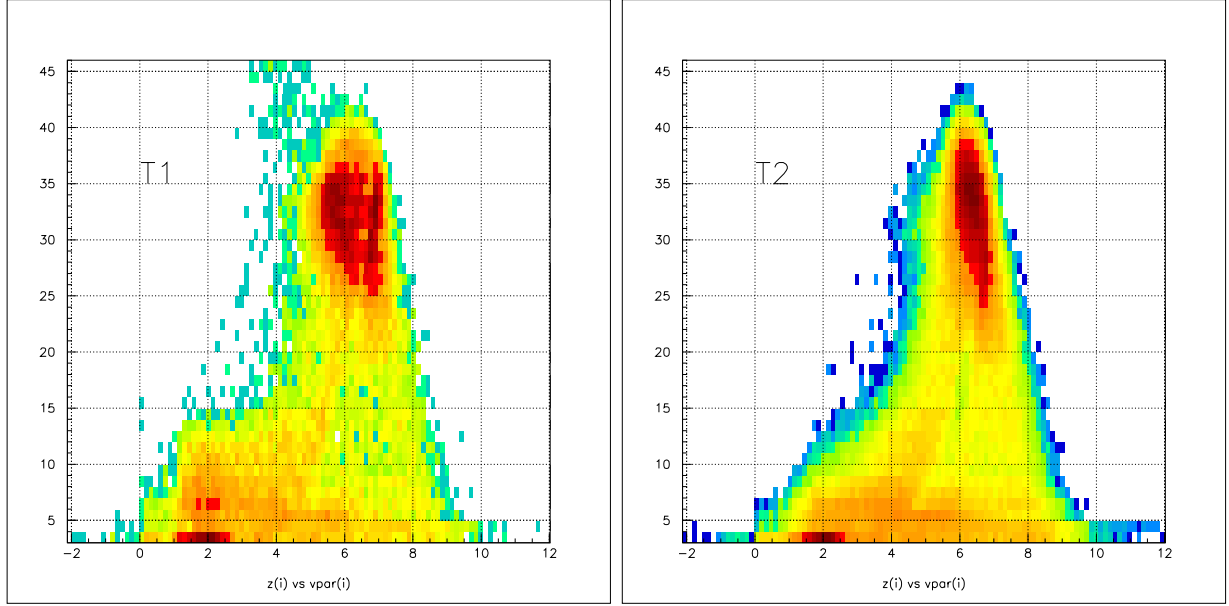
FIG. 4.21 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les protons et les alphas pour la tranche T3.

4.3.4 Remarques générales sur les événements appartenant aux trois sources.

Afin de mieux comprendre les événements en examen nous avons tracé les diagrammes de la charge (pour $Z \geq 3$) en fonction de la vitesse parallèle au faisceau pour les trois tranches. Les figures (4.22) et (4.23) montrent ces diagrammes, respectivement pour T1, T2 et T3.

TAB. 4.8 – Énergie d'excitation pour les trois sources.

	$\epsilon_{Veda}^* \text{ MeV/A}$	$N_{neutrons}^{Veda}$	$\epsilon_{Epa}^* \text{ MeV/A}$	$N_{neutrons}^{Epa}$
T1	2.14 ± 0.92	4.55 ± 2.54	2.55 ± 0.74	6.85 ± 1.92
T2	2.83 ± 0.99	6.11 ± 2.73	3.28 ± 0.80	8.23 ± 2.09
T3	3.60 ± 1.05	7.25 ± 2.88	3.95 ± 0.89	9.10 ± 2.18

FIG. 4.22 – Diagrammes des vitesses parallèles en fonction de la charge des produits ayant $Z \geq 3$ pour les tranches T1 et T2 de l'Aluminium.

En ce qui concerne la tranche T1 nous observons les mêmes caractéristiques que nous avons remarqué pour le Magnésium, y compris une valeur plus importante de la charge pour la composante due à la cible. En revanche nous voyons que la contamination par l'Oxygène est encore présente : la partie du diagramme relative à la composante liée au projectile montre deux pics centrés à deux vitesses différentes : l'un à $v_{par} \sim 5.5 \text{ cm/ns}$ et l'autre à $v_{par} \sim 7 \text{ cm/ns}$. Il faudrait couper plus pour ne pas avoir encore influence de l'Oxygène, mais cela réduirait tellement la statistique que nous y avons renoncé. Les diagrammes relatifs aux tranches T2 et T3 ont une allure tout à fait comparable au Magnésium : nous voyons en effet que tandis que pour la deuxième tranche il y a une forte contribution des fragments de masse intermédiaire issus de la cible, cela n'est plus vrai pour la troisième tranche, car la plus grande partie des fragments de masse intermédiaire a une vitesse entre 3 et 8 cm/ns, indice de forte dissipation. Et encore nous relèvons, comme pour le Magnésium, une diminution en charge du résidu. Les deux branches liées à une production des fragments par une source qui se déplace environ à la vitesse du centre de masse sont plus évidentes pour la tranche T3 que pour la tranche T2, comme nous l'attendions.

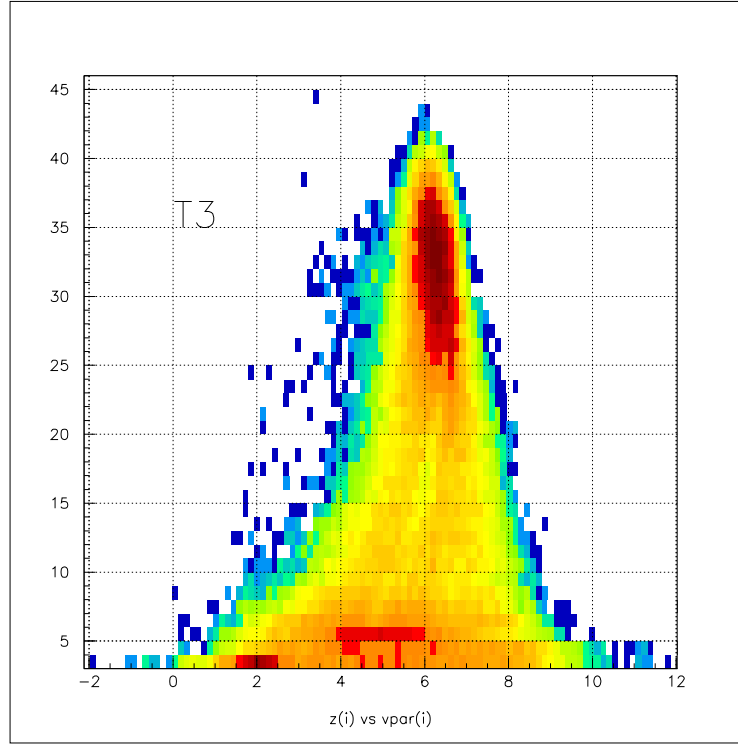


FIG. 4.23 – Diagrammes des vitesse parallèle en fonction de la charge des produits ayant $Z \geq 3$ pour la tranche T3 de l'Aluminium.

La figure (4.24) montre les distributions de vitesse parallèle du résidu pour les trois tranches. La vitesse du centre de masse pour cette réaction est $V_{CM} = 5.90$ cm/ns. Nous voyons tout de suite ce que nous avons pu constater ci-dessus par rapport à la pollution due à l'Oxygène : nous avons bien deux pics, celui à vitesse plus basse, plus faible que la vitesse du centre de masse, qui suggère la présence de fusion de l'Oxygène et du Niobium et le pic à vitesse plus élevée, relatif seulement à l'aluminium. Pour les tranches T2 et T3 nous remarquons le déplacement du barycentre de la distribution vers des valeurs plus basses de la vitesse, en accord avec ce que l'on attend, soit, une dissipation plus forte due à une collision plus violente qui est alors responsable de la perte d'énergie du résidu, rémanent du projectile.

4.3.5 Rapports de multiplicité des particules alphas entre Magnésium et Aluminium.

En comparant les multiplicités des particules alphas pour le Magnésium et pour l'Aluminium, on note que le rapport

$$\frac{\alpha_{Mg}}{\alpha_{Al}}$$

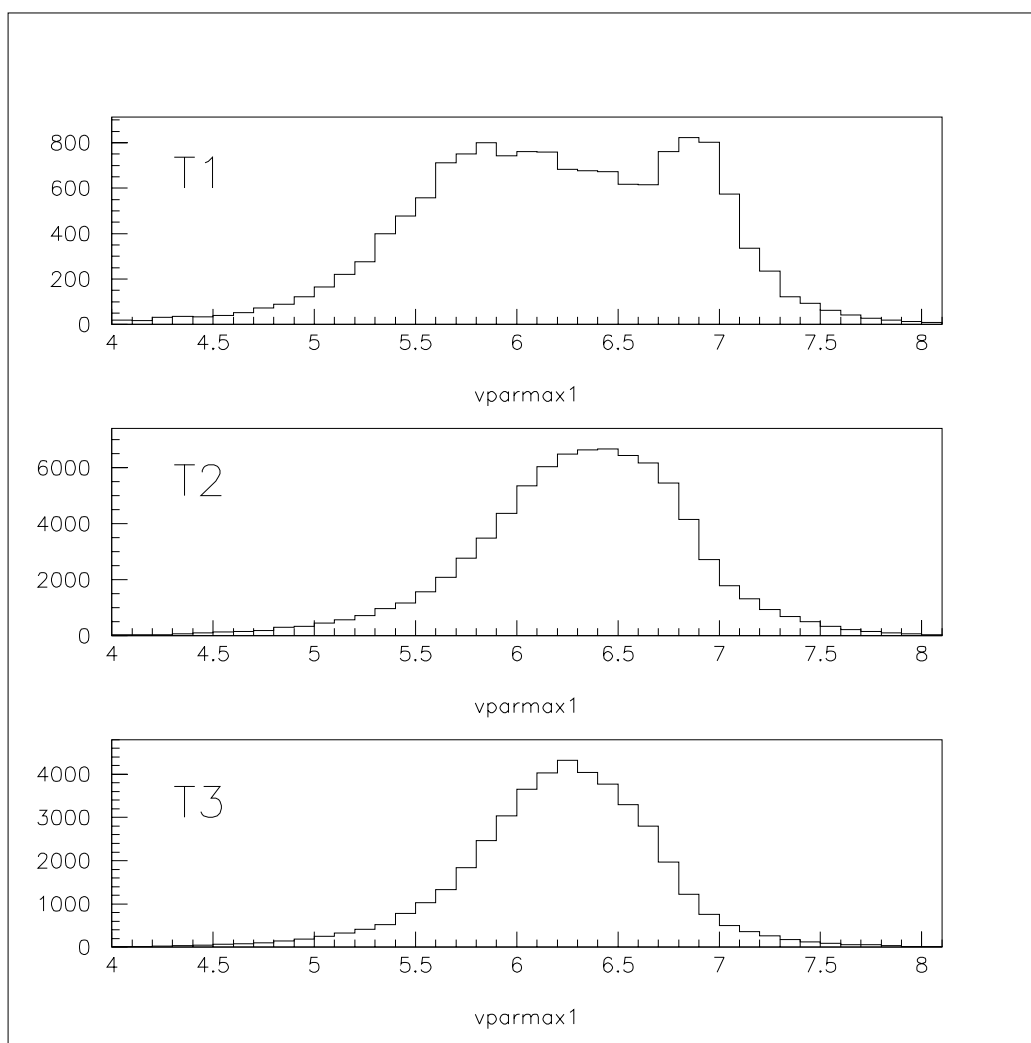


FIG. 4.24 – Distributions de vitesse parallèle du résidu pour les trois tranches.

TAB. 4.9 – Rapports de multiplicité des alphas du Magnésium par rapport à l'Aluminium.

	α_{Mg} sur α_{Al}
T2	1.08
T3	1.05

est légèrement supérieur dans le cas du Magnésium, comme on le voit dans le tableau (4.9), ce rapport est toujours plus grand que l'unité. Il est difficile d'affirmer que cela dépend de la cassure préférentielle en alphas de la cible de Magnésium, d'autant plus que la cible d'Aluminium peut avoir une contamination d'alphas en provenance de son oxydation.

Un autre test qui nous donne plus d'informations sur le rapport alphas/protons pour

les deux systèmes est la comparaison du nombre de couples d'alphas identifiés comme des ^8Be . Ce nombre, normalisé aux événements, donne :

$$\frac{{}^8\text{Be}_{Mg}}{{}^8\text{Be}_{Al}} = 1.112$$

On obtient donc une valeur légèrement supérieure pour la cible de Magnésium, cohérent à ce qu'on trouve en comparant les multiplicités des particules.

Chapitre 5

La technique de backtracing appliquée à Gemini

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, sur la base de l'hypothèse de la formation d'un système composite, nous avons reconstitué trois sources, une pour chaque tranche, pour les deux systèmes en examen.

L'étape suivante consiste donc à étudier leur décroissance pour vérifier qu'elle est cohérente avec un scénario où la source se désexcite par évaporation de particules légères et/ou par fission à l'aide du code statistique Gemini, élaboré par R.J.Charity [CHA88a],[CHA88b].

La simulation des données expérimentales est une analyse indirecte car il faut abstraire le processus physique en examen d'une partie de sa complexité de façon à pouvoir employer un modèle simplifié : si ce modèle est capable de reproduire des observables fondamentales du processus pour des paramètres donnés, alors il est possible d'obtenir les informations physiques cherchées.

Le modèle se base sur des hypothèses et les simulations dépendent des valeurs des paramètres introduits qui caractérisent le phénomène physique. On cherche alors à fixer ces variables de manière à ce que le code puisse reproduire le mieux possible les observables principales du phénomène en étude.

Il sera possible de dire que le modèle représente les données si, pour des variables expérimentales, les distributions calculées seront identiques aux distributions expérimentales. Or, les résultats des simulations effectuées avec Gemini pour une seule source (voir annexe C), n'ont pas donné de réponses claires : certaines observables (par exemple la distribution en charge du résidu) sont reproduites pendant que d'autres ne le sont pas (multiplicité des protons) et vice-versa. Cela est dû au fait que la décroissance d'une seule source ne suffit pas car expérimentalement nous avons des distributions des sources.

Pour trouver les distributions des variables des sources qui puissent donner la meilleure description des distributions d'observables expérimentales nous allons résoudre le problème inverse : remonter aux valeurs des variables de telle façon qu'elles décrivent les distributions

expérimentales. C'est la technique de backtracing.

5.2 La technique de Backtracing

Un ensemble d'événements physiques expérimentaux E est caractérisé par un ensemble de probabilités $\Pi_{exp}(\bar{o}|\bar{s})$ qui connecte un ensemble de n observables, ($\bar{o} = o_1, o_2, \dots, o_n$), comme les multiplicités des protons, des alphas, des fragments, leur énergie etc.. et un ensemble de m variables source, ($\bar{s} = s_1, s_2, \dots, s_m$), qui représentent la charge du système, sa masse, son énergie d'excitation, son moment angulaire etc.. et qui définit le processus. De la même façon l'ensemble d'événements produits par le code Monte-Carlo sera défini lui aussi par un ensemble de probabilités $\Pi_{mod}(\bar{o}|\bar{s})$. Un modèle sera compatible avec des données expérimentales si, pour le même ensemble des variables source on obtient les mêmes distributions d'observables, soit si

$$\Pi_{exp}(\bar{o}|\bar{s}) = \Pi_{mod}(\bar{o}|\bar{s}) \quad (5.1)$$

Le backtracing [DES96] est utilisé pour déterminer les variables sources qui permettent au modèle de reproduire les observables expérimentales. Le code de backtracing utilisé pour ce travail [LOP03] utilise le test de Kolmogorov-Smirnov [EAD71].

Ce test s'applique dans le cas d'une fonction de répartition continue. Il consiste à comparer les deux distributions, expérimentale et théorique, à travers la mesure de leur écart D_n maximum en valeur absolue.

Soit X une variable aléatoire réelle dont la loi a une fonction de répartition continue F et $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ un échantillon de n réalisations indépendantes d'un processus dont on suppose qu'il suit la même loi que X . On a alors:

$$D_n = \sqrt{n} \sup_x |F(x) - F_n(x)| \quad (5.2)$$

où $F_n(x)$ est l'histogramme cumulé et il peut être considéré comme une estimation de $F(x)$.

On démontre que la distribution limite de D_n est la suivante:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P(D_n > z) = 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r-1} \exp(-2r^2 z^2) \quad (5.3)$$

cette distribution est valable pour $n \geq 80$. Il existe des tables de la valeur critique de D_n en fonction de la variable α de grandeur du test de façon à établir la précision et la probabilité voulues.

Nous avons préparé des spectres expérimentaux des observables que nous voulons reproduites par Gemini. Ces variables sont : les multiplicités des protons, des alphas et des fragments (excluant le résidu) et les distributions en charge du résidu et des produits de la réaction.

Le programme nécessite un certain nombre de variables d'entrée qui varient selon les valeurs minimales et maximales fixées. Nous introduisons la charge de la source, sa masse,

l'énergie d'excitation et le moment angulaire. Nous avons donc un espace à quatre dimensions: le programme explore une à une ces variables et pour chaque ensemble des valeurs il effectue une simulation et il compare les spectres de cette simulation aux spectres expérimentaux; à travers le test de Kolmogorov, il assigne enfin une probabilité indiquant le degré de similitude des deux spectres.

En assignant les valeurs minimales et maximales, ainsi que la précision voulue pour chaque variable, l'espace à quatre dimensions ainsi défini est partagé en cellules et pour chaque cellule (associée à des valeurs de charge, masse, énergie d'excitation et moment angulaire) le programme produit les simulations qu'il compare avec les distributions expérimentales, en affectant une valeur de probabilité fixée par le test de Kolmogorov. La procédure est itérative; après avoir balayé l'espace assigné une première fois, il est opéré un choix: seulement les cellules ayant une probabilité au dessus de la valeur moyenne obtenue pour la première exécution sont retenues et l'espace est partagé en cellules plus petites. Le programme s'arrête lorsqu'il a convergé vers une représentation la plus proche possible des données et vers la précision demandée.

Le test de Kolmogorov est sévère et nous avons la possibilité d'avoir des indications assez précises sur la nature de la source ayant, par exemple, la distribution en charge du résidu des données. Nous pouvons choisir le nombre d'observables que le programme utilisera pour comparer les différentes simulations. Dans notre cas le nombre total d'observables qui pouvaient être susceptibles d'être comparées avec les spectres générés par les simulations était cinq: la multiplicité des protons, celle des alphas et de fragments et la distribution en charge du résidu ainsi que celle des produits de la réaction (cette dernière corrélée aux observables précédentes).

Nous avons effectué plusieurs tests en utilisant diverses combinaisons d'observables comme contraintes jusqu'à un nombre de cinq. Comme nous le verrons, la procédure de backtracing donne une réponse cohérente indépendamment du nombre d'observables utilisées en ce qui regarde la prévision des distributions des sources. En revanche, lorsqu'on prétend reproduire les multiplicités des protons ou des alphas, il faut que ces observables soient prises en compte comme contrainte dans le test de Kolmogorov. Le fait que la réponse du backtracing contraint, par exemple, par trois spectres donne les mêmes résultats qu'avec la seule contrainte de la distribution du résidu, montre que tout est cohérent et que le résidu est une bonne variable.

Comme on le verra dans le prochain chapitre, nous avons utilisé cette même technique de backtracing aussi pour le programme SMM (Statistical Multifragmentation Model) qui a été utilisé pour les tranches T2 et T3.

Le backtracing produit une matrice très grande qui représente le modèle; cette matrice $P(\bar{o}|\bar{s})$ est la matrice des probabilités conditionnelles entre les variables de source et les observables. Le nombre de ses éléments est donné par le produit du nombre de bins pour chaque variable source et observable. Une limite typique due à la mémoire des machines est environ sept variables, chacune distribuée sur dix bins (cela donne un nombre d'éléments de 10^7). Or, le nombre de variables source que l'on traite est au maximum quatre pour Gemini ($\bar{s} = (Z_0, A_0, \epsilon_0, L_0)$) distribuées en moyenne sur dix bins et le nombre d'observables varie de un à cinq. Ces dernières doivent donner le maximum d'informations et ne doivent

pas être corrélées autrement la deuxième observable ne donnerait pas d'informations supplémentaires.

Les variables optimales qui correspondent au requis ci-dessus sont les variables principales xcp_i données par la combinaison linéaire des observables primaires O_i :

$$xcp_i = \sum_j \alpha_{ij} O_j \quad (5.4)$$

où

$$O_i = \frac{(o_i - \langle o_i \rangle)}{\sigma(o_i)} \quad (5.5)$$

sont les observables standardisées (réduites et centrées).

Les coefficients α_i peuvent être calculés avec la technique de l'Analyse en Composantes Principales (ACP) [DES95][ELLY].

L'information relative aux corrélations entre les observables est donnée par la matrice de covariance, dont les éléments constituent les coefficients de corrélation, normalisés dans le cas d'observables centrées et réduites, de manière qu'ils prennent des valeurs entre -1 et 1 . Ces coefficients mesurent la dispersion d'une observable autour de sa valeur moyenne. Ils représentent la projection de la variable Y sur le sous espace généré par les variables X_j ; aussi, ils sont en relation à l'angle formé entre Y et la combinaison linéaire des X_j . L'axe principal est alors l'axe sur lequel la projection de la variable Y par rapport à une combinaison linéaire des autres variables est maximale, c'est à dire, l'axe qui fournit le maximum d'informations. Cette projection est la valeur propre λ_i de la matrice variance-covariance et l'axe qui contient la projection est défini par le vecteur propre de la même matrice.

Or, nous pouvons supposer que la somme des valeurs propres de toutes les n observables donne la totalité de l'information et donc que les m premières composantes principales ayant les plus grandes valeurs propres peuvent rendre compte de l'essentiel de l'information, donnée comme:

$$val = \frac{\sum_{i=1}^m \lambda_i}{\sum_{i=1}^n \lambda_i} \quad (5.6)$$

Cela revient à dire que nous pouvons négliger les composantes ayant comme valeurs propres λ_{m+1} à λ_n , puisque les événements sont représentés par m composantes.

Nous avons appliqué aux deux systèmes en étude la technique de l'ACP avec quatre observables: la distribution de charge du résidu, la multiplicité des fragments (exclus le résidu), la multiplicité des protons et la multiplicité des alphas. Les variables principales sont ordonnées en ordre inverse par rapport à la quantité d'information qu'elles fournissent.

Le tableau (5.1) montre la matrice de covariance relative à la tranche T3 du Magnésium. Nous pouvons voir que les coefficients relatifs à la charge du résidu et à la multiplicité des fragments sont les plus hauts, indiquant que ces deux observables portent l'essentiel de l'information.

Le tableau (5.2) montre les pourcentage des projection de chaque observable sur l'axe de la variable principale pour la même tranche T3. Notons que la plus grande partie de

TAB. 5.1 – Matrice de covariance pour la tranche T3 de $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

z_{max1}		1.00000	-.53180	.16379	-.18445
m_{frag}		-.53180	1.00000	-.11578	-.13846
m_p		.16379	-.11578	1.00000	-.23773
m_α		-.18445	-.13846	-.23773	1.00000

TAB. 5.2 – Pourcentage d'information de chaque observable relatives à la valeur de chaque axe pour la tranche T3 de $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

Variable principale	$Z_{Res}(\%)$	$m_{frag}(\%)$	$m_p(\%)$	$m_\alpha(\%)$	Val(%)
xcp_1	36.53	36.98	5.35	21.14	9.47
xcp_2	19.65	4.5	45.55	30.29	19.57
xcp_3	5.56	25.21	27.71	41.52	30.45
xcp_4	36.39	32.41	19.69	11.23	40.51

l'information expérimentale est contenue dans le plan principal $[xcp_3, xcp_4]$ pour lequel la valeur normalisée des valeurs propres est 71% de l'information; notons aussi que il est établi une hierarchie d'observables: la charge du résidu et la multiplicité des fragments portent 68.80% de l'information. Les quatre observables ne sont pas corrélées et pour obtenir l'information totale il faudra les utiliser toutes.

Le tableau (5.3) montre un résumé des valeurs (en pourcentage) obtenues pour les autres tranches et pour les deux systèmes: par exemple pour la tranche T1 du Magnésium on trouve que le plan principal (toujours combinaison linéaire constitué en grand partie par la charge du résidu et la multiplicité des fragments) condense 65% de l'information. Pour toutes tranches et pour les deux systèmes la hierarchie établie pour les quatre observables est la même: la charge du résidu et la multiplicité des fragments portent l'essentiel de l'information expérimentale. Elles sont alors des bonnes variables globales.

TAB. 5.3 – Probabilités relatives aux variables principales xcp_4 et xcp_3 pour les deux systèmes et pour les trois tranches T1, T2 et T3.

Système	Tranche	xcp_4 (%)	xcp_3 (%)	Total de $xcp_4 + xcp_3$ (%)
$^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	T1	36.15	28.89	65.04
$^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	T2	37.91	31.16	69.07
$^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$	T3	40.51	30.45	70.96
$^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$	T1	37.03	29.64	66.67
$^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$	T2	39.45	28.91	68.36
$^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$	T3	39.53	30.14	69.67

Les figures (5.1), (5.2) et (5.3) montrent le plan principal respectivement pour les tranches T1 et T2 et pour la tranche T3 du Magnésium et de l'Aluminium.

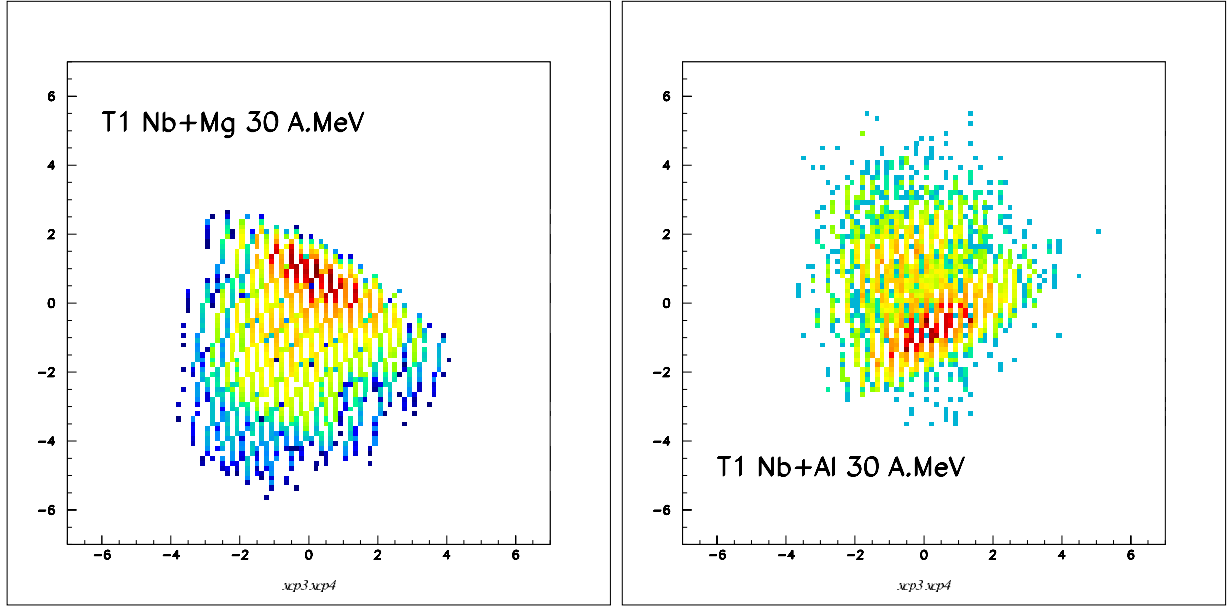


FIG. 5.1 – Plan principal de l'ACP pour les tranches $T1$ des deux systèmes : $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$.

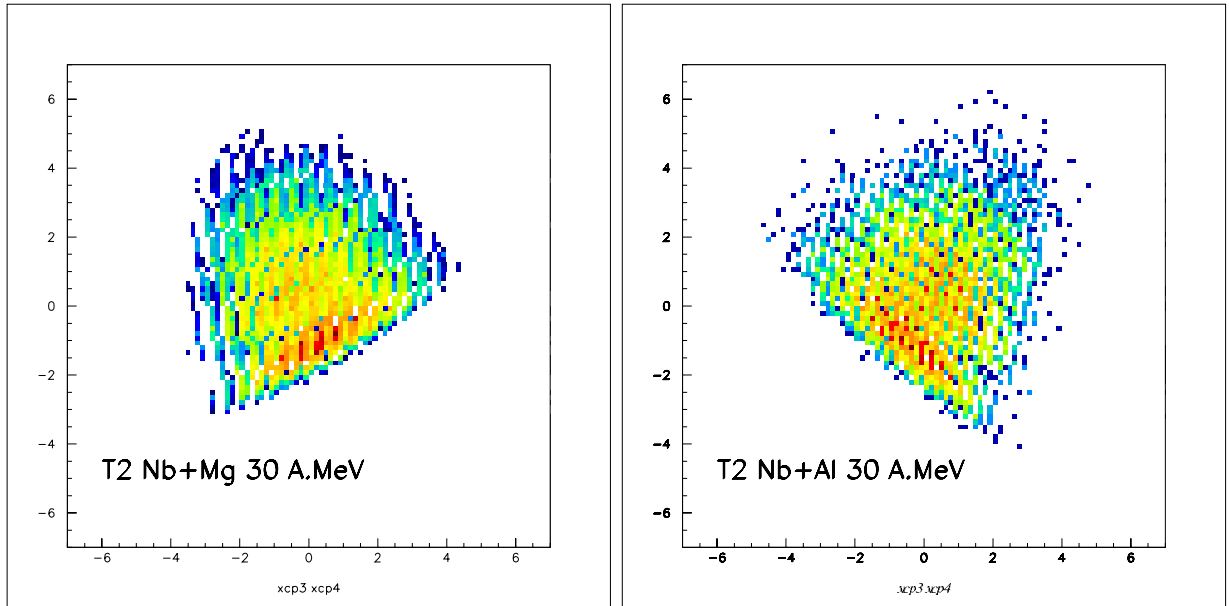


FIG. 5.2 – Plan principal de l'ACP pour les tranches $T2$ des deux systèmes : $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$.

Toutefois nous savons que les fragments, comme d'ailleurs les multiplicités des protons et des alphas, sont affectés par l'émission hors équilibre (neck émission ou émission de mi-rapacité [FIE92],[LEC95],[LUK97],[LEF00]) et les distributions angulaires ainsi que les

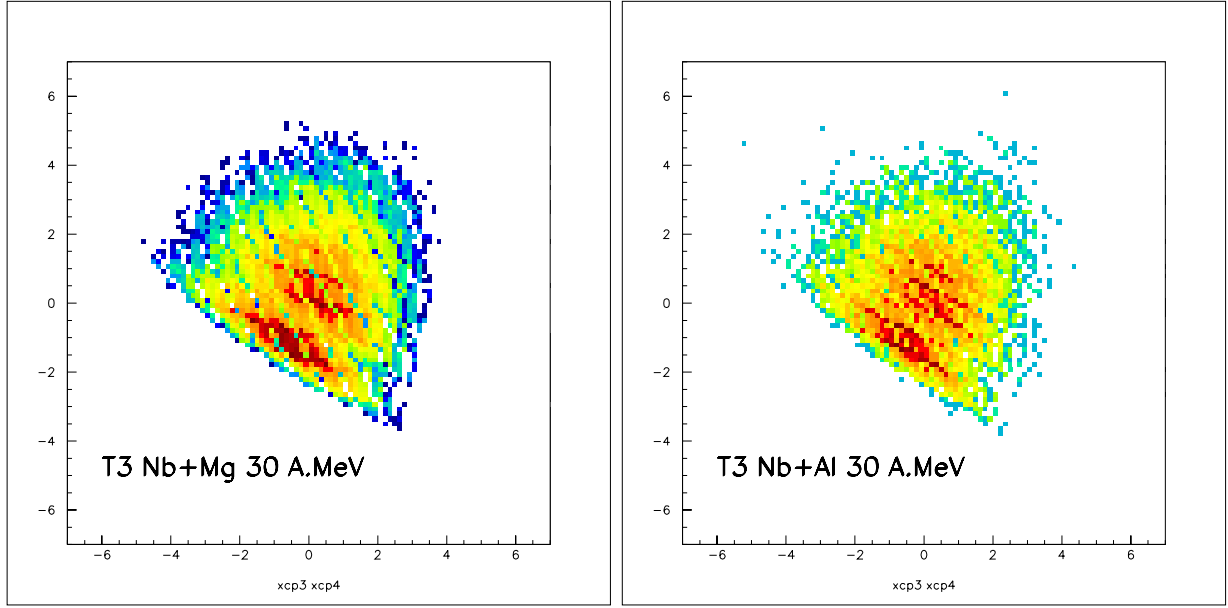


FIG. 5.3 – Plan principal de l'ACP pour les tranches $T3$ des deux systèmes : $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$.

spectres en énergie dans le repère de la source vus au chapitre 4 attestent de l'existence d'une composante hors équilibre que nous avons cherché à minimiser avec une coupure cinématique. Il en est de même pour les protons et les alphas.

Néanmoins, ces observables seront utilisées, ainsi que la distribution de charge des produits (considérée comme contraignante du point de vue de la charge globale) afin d'obtenir les informations cherchées sur la distribution des sources représentant les données, car nous supposons limitée la contribution hors équilibre.

5.3 Le code Gemini

Gemini [CHA88a] est basé sur le modèle statistique et il décrit la décroissance du noyau composé par émissions binaires séquentielles, en prenant en compte toutes les configurations possibles, de la division très asymétrique par particules légères jusqu'à la fission symétrique. Le code utilise une technique Monte Carlo qui suit la décroissance du noyau composé jusqu'à ce que les produits ne puissent plus continuer à se désexciter.

Le modèle statistique décrit une réaction nucléaire comme partagée en deux phases : une première phase pendant laquelle on a formation du noyau composé et une deuxième phase où le noyau composé décroît sans garder la mémoire (hypothèse d'indépendance de Bohr [VOG68]) de la voie d'entrée, ou de la façon dont il a été formé. La théorie dans sa première formulation suppose que tous les canaux possibles de sortie sont équiprobables et qu'on a une goutte liquide qui évapore des particules.

Les premiers modèles d'évaporation furent développés par Bethe [BET37], Weisskopf

[WEI37] et Weisskopf-Ewing [WEIE40] à la suite de l'idée du Noyau Composé qui avait été proposé par Bohr et par Breit-Wigner en 1936 pour expliquer la présence de résonances dans les sections efficaces.

Soit "c" la voie d'entrée pour la particule incidente et le noyau cible; supposons que l'on passe par une étape intermédiaire où il y ait la formation d'un système composé; nous indiquerons ensuite avec "c'" la voie de sortie pour une particule émise par le noyau composé et le noyau résidu. Avec ces notations la section efficace moyenne (il s'agit d'une moyenne sur les résonances) est exprimée de la façon suivante:

$$\bar{\sigma}_{cc'} = [\sigma_{comp}(c)] \left[\frac{G_{c'}}{G} \right] \quad (5.7)$$

où $\sigma_{comp}(c)$ est la section efficace pour formation de noyau composé et $\frac{G_{c'}}{G}$ est le rapport d'embranchement dont le dénominateur est:

$$G = \sum_{c''} G_{c''} \quad (5.8)$$

où c'' représente toutes les voies possibles de décroissance du noyau composé.

L'expression de la section efficace moyenne comme un produit de deux facteurs dans l'équation (5.7) exprime l'hypothèse d'indépendance de Bohr: indépendance entre sa formation et sa décroissance. Afin de considérer aussi l'invariance du processus par inversion temporelle on introduit le théorème de réciprocité (bilan détaillé) selon lequel:

$$k_c^2 \bar{\sigma}_{cc'} = k_{c'}^2 \bar{\sigma}_{c'c} \quad (5.9)$$

avec k le nombre d'onde du mouvement relatif au couple c et $\bar{\sigma}_{c'c}$ la section efficace pour le processus inverse.

De l'équation (5.9) il s'ensuit que:

$$G_c = k_c^2 \sigma_{comp}(c) \quad (5.10)$$

Or, la section efficace pour formation du noyau composé par particules neutres est simplement égale à πR_c^2 où R_c est le rayon nucléaire du couple en collision; pour les particules chargées il faut prendre en compte, à cause de la présence de la répulsion coulombienne, un facteur de pénétration de la barrière coulombienne. On obtient donc:

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \sigma_{comp}(c) \frac{k_{c'}^2 \sigma_{comp}(c')}{\sum_{c''} k_{c''}^2 \sigma_{comp}(c'')} \quad (5.11)$$

où le double indice indique la somme sur toutes les voies possibles de sortie.

Si il y a plusieurs états possibles d'excitation il faut introduire une densité des niveaux énergétiques $w(E_c^*)$, où E_c^* est l'état d'excitation du couple c. Par conséquent on écrira l'équation (5.11) comme:

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \sigma_{comp}(c) \frac{k_c^2 \sigma_{comp}(c')}{\sum_{c''} \int_0^{E_c^{max}} k_{c''}^2 w(E_{c''}^*) \sigma_{comp}(E_{c''}) dE_{c''}} \quad (5.12)$$

où E_c est l'énergie cinétique dans le centre de masse; E_c^{max} est l'énergie disponible et $w(E^*)$ est la densité des niveaux du gaz de Fermi.

Une telle formulation ne prend pas en compte la conservation du moment angulaire et de la parité. Cela fut introduit pour la première fois par Hauser-Feshbach en 1952 [HAU52].

Dans le formalisme de Hauser-Feshbach, utilisé par R.Charity dans Gemini, la section efficace, intégrée sur tous les angles de sortie et moyennée sur chaque résonance, est écrite comme:

$$\bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{J,\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{sl} T_l(\alpha) \frac{\sum_{s'l'} T_{l'}(\alpha')}{\sum_{\alpha'' s'' l''} T_{l''}(\alpha'')} \quad (5.13)$$

où α représente les particules c dans la voie d'entrée avec leur énergie E_c ; I et i sont les spins intrinsèques du couple α en unités \hbar ; s est la somme $s = I + i$ et l est le moment angulaire orbital du couple; J est le moment angulaire total $J = l + s = l + I + i$ et M_J est la composante du moment angulaire J le long de z ; Π est la parité totale.

Les quantités sans indice représentent la voie d'entrée, celles avec un indice la voie de sortie et celles avec un double indice indiquent la somme sur toutes les voies possibles de sortie dans lesquelles le noyau composé peut décroître.

Les $T_l(\alpha)$ sont les fonctions de transmission données par le modèle optique et l'on obtient la section efficace pour formation du noyau composé du modèle optique à travers la section efficace d'absorption. Puisque le nombre d'états finaux augmente avec l'énergie d'excitation jusqu'à nécessiter un traitement statistique, on introduit une densité de niveau factorisée en deux parties, l'une exprimant la dépendance de l'énergie et l'autre la dépendance du spin de façon à avoir [BET36],[BOM69]:

$$\rho(U, J) = (2J+1) \left[\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \right]^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{a} \exp(2\sqrt{aU})}{12 U^2} \quad (5.14)$$

où :

$$U = E^* - E_{rot}(J) \quad (5.15)$$

est l'énergie d'excitation thermique et

$$E_{rot}(J) = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mathcal{I}} \quad (5.16)$$

est l'énergie de rotation et \mathcal{I} est le moment d'inertie.

Plusieurs prescriptions peuvent être utilisées dans Gemini pour le paramètre de densité de niveau.

Lorsque les états finaux ne sont pas discrets on est intéressé aux spectres d'évaporation des particules et l'on a :

$$N(E_{c'})dE_{c'} = \sum_{\Delta E_{c'}} \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_J g_J \sum_{sl} T_l(\alpha) \frac{\sum_{l'} g_{l'Jc'} T_{l'}(E_{c'}) \rho(E_{c'}^{max} - E_{c'}) dE_{c'}}{\sum_{c''l''} g_{l''Jc''} \int_0^{E_{c'}^{max}} T_{l''}(E_{c''}) \rho(E_{c''}^{max} - E_{c''}) dE_{c''}} \quad (5.17)$$

Gemini utilise donc ce formalisme pour l'évaporation des particules légères ayant $Z \leq 2$.

La largeur de décroissance (dénominateur de l'équation (5.17)) pour l'émission d'une particule légère (Z_1, J_1) d'un système initial composite (Z_0, J_0) ayant une énergie d'excitation E^* et laissant un noyau résiduel (Z_2, J_2) est donnée par:

$$\Gamma_{J_2}(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{2J_1 + 1}{2\pi\rho_0} \sum_{l=|J_0-J_2|}^{J_0+J_2} \int_0^{E_2^{max}} T_l(E) \rho_2(U_2, J_2) dE \quad (5.18)$$

où ρ_0 est la densité des niveaux du système initial et $\rho_2(U_2, J_2)$ celle du noyau résiduel; U_2 est l'énergie d'excitation thermique autrement exprimée comme:

$$U_2 = E^* - B - E_{rot}(J_2) - E \quad (5.19)$$

et

$$E_2^{max} = U_2 + E \quad (5.20)$$

avec B énergie de liaison et $E_{rot}(J_2)$ énergie de rotation et déformation du résidu.

Les fonctions de transmission dans le cas de Gemini sont calculées selon l'approximation de coupure franche : elles prennent la valeur 0 si l'énergie du centre de masse E du système initiale est inférieure à la somme de l'énergie coulombienne plus l'énergie de rotation et la valeur 1 dans le cas contraire.

Pour l'émission d'un fragment, jusqu'à la fission du système, la largeur de décroissance est obtenue en utilisant le formalisme élaboré par L. Moretto [MOR75] dans le cadre de l'émission statistique des fragments où la largeur de la probabilité de décroissance pour des particules ayant $Z \geq 3$ dépend de la densité des niveaux au point-selle à travers l'énergie potentielle au même point; on écrit donc, avec le même formalisme que ci-dessus :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E_2^{max}} \rho_{sad}(U_{sad}, J_0) dE \quad (5.21)$$

où ρ_{sad} est la densité des niveaux au point-selle et U_{sad} est l'énergie thermique donnée par :

$$U_{sad} = E^* - E_{sad}(J_0) - E \quad (5.22)$$

avec $E_{sad}(J_0)$ l'énergie de déformation plus l'énergie de rotation au point-selle calculée dans le cadre du modèle macroscopique des noyaux en rotation de Sierk [SIE86]; E est l'énergie cinétique de translation.

L'intégration de l'équation (5.18) donne pour $Z_1 \leq 2$ le résultat suivant :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{2J_1 + 1}{2\pi\rho_0} \sum_{J_2=0}^{\infty} \sum_{l=|J_0-J_2|}^{J_0+J_2} t_2 \rho_2(U_2, J_2) \quad (5.23)$$

où t_2 est la température nucléaire exprimée comme

$$t_2 = \sqrt{\frac{U_2}{a}} \quad (5.24)$$

Dans le cas de l'équation (5.22) on obtient:

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} t_{sad} \rho_{sad}(U_{sad}, J_0) \quad (5.25)$$

avec

$$t_{sad} = \sqrt{\frac{U_{sad}}{a}} \quad (5.26)$$

Les produits issus de la décroissance du système initial, (Z_1, A_1) et (Z_2, A_2) , subissent aussi une décroissance binaire séquentielle. Le moment angulaire du système résiduel est choisi à travers la technique Monte Carlo.

Le code nécessite en entrée le numéro atomique Z et la masse A du noyau composé, son énergie d'excitation et un moment angulaire minimum et maximum (pour une distribution en approximation de "sharp cut-off") ainsi que le nombre d'événements Monte Carlo à générer pour chaque onde partielle.

Il dispose aussi de la possibilité de choisir entre plusieurs et différentes options : la possibilité, par exemple, de faire décroître le noyau composé seulement par particules légères, sans production de fragments de masse intermédiaire ou seulement par fission ou, enfin, dans le cadre du formalisme de L.Moretto, par décroissance séquentielle de fragments de masse intermédiaire et de fission et par évaporation dans le cadre du formalisme de Hauser-Feshbach; dans ce dernier cas il est aussi possible de choisir le Z_{max} traité par évaporation.

D'autres options plus complexes sont à choisir et toutes sont données à travers un fichier d'entrée.

Les simulations réalisées, dont les résultats seront discutés dans le prochain paragraphe, ont été effectuées en imposant le formalisme de Hauser-Feshbach pour l'évaporation de particules ayant $Z \leq 2$ et le formalisme de Moretto pour les produits plus lourds. Les angles et les vitesses de tous les fragments et des particules évaporées sont calculés avec un traitement semi-classique ainsi que les directions des spins. Dans le cas de l'évaporation semi-classique il faut remarquer que cette approximation est en fait meilleure pour les moments angulaires élevés car, puisque le programme choisit l'angle de la particule évaporée perpendiculairement à son moment angulaire et l'on comprend que, vu que la plupart des

particules évaporées est émise à bas moments angulaires, ce choix donne un peu trop d'émission dans le plan de réaction.

Pour ce qui concerne le paramètre de densité de niveaux a , on a utilisé l'option qui utilise la paramétrisation de Leston [LES95] où a a une dépendance en fonction de la température et de l'énergie d'excitation thermique, soit $a=a(U,T)$ dans les simulations pour la décroissance d'une seule source (Annexe C) mais dans la procédure de backtracing ce paramètre est gardé constant : $a=A/8$.

5.4 Résultats du Backtracing avec Gemini

5.4.1 Système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon

Nous avons exécuté différents tests de backtracing pour les trois tranches. Ces tests ont été réalisés en utilisant quatre variables de source (la charge de la source, son énergie d'excitation, son moment angulaire et sa masse).

Les observables utilisées pour la comparaison avec le test de Kolmogorov sont la distribution en charge du résidu, la multiplicité des fragments, la multiplicité des protons et des alphas et la distribution de charge des produits de la réaction.

Nous avons effectué la procédure de backtracing pour diverses combinaisons des observables indiquées ci dessus. Les paragraphes qui suivent montrent les résultats pour les trois tranches du Magnésium.

Tranche T1

Le programme de backtracing utilisé pour Gemini fournit les distributions de la charge, de la masse, de l'énergie d'excitation et du moment angulaire ainsi que les simulations, relatives aux distributions de variables des sources, pour toutes les observables prises en considération.

Les tableaux (5.4) et (5.5) donnent un résumé des résultats de la procédure de backtracing obtenus pour la tranche T1 pour divers choix d'observables ainsi que les valeurs expérimentales.

En particulier, le tableau (5.4) montre les valeurs moyennes des distributions non filtrées relatives aux sources prévues pour la tranche T1 : charge, masse, énergie d'excitation et moment angulaire. On voit que, pour ce qui concerne la valeur moyenne des distributions de charge et de masse, celle des distributions simulée est au plus surestimée de 8%; pour l'énergie d'excitation on a un accord dans 2.5%.

Pour cette tranche la valeur moyenne de la distribution du moment angulaire est d'environ $\langle L \rangle \sim 36 \hbar$.

Le tableau (5.5) montre les valeurs moyennes des distributions de la multiplicité des protons, alphas et fragments, ainsi que la valeur moyenne de la distribution de charge du résidu.

Nous pouvons noter que l'accord est bon pour les multiplicités des protons et des alphas lorsque leurs distributions de multiplicité font partie des contraintes utilisées

pour le test de Kolmogorov. Les fragments apparaissent toutefois surestimés : leur valeur moyenne est au moins 50% plus élevée que la valeur expérimentale. La valeur moyenne de la distribution de charge du résidu est reproduite à une charge près ainsi que sa largeur.

TAB. 5.4 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T1, pour différentes observables.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	$L_0 \hbar$
Exp	40.71 ± 4.15	91.25 ± 9.45	1.58 ± 0.80	-
zmax1	44.57 ± 3.28	95.61 ± 4.16	1.61 ± 0.41	31.65 ± 12.88
zmax1, m_p, m_α	43.95 ± 1.39	98.00 ± 4.64	1.66 ± 0.53	39.78 ± 9.88
zmax1, m_{frag}	42.72 ± 2.99	94.09 ± 4.21	1.59 ± 0.49	35.89 ± 13.47
zmax1, m_{frag}, m_α	42.59 ± 1.51	93.76 ± 4.01	1.47 ± 0.30	32.61 ± 11.04
zmax1, m_{frag}, m_p	43.08 ± 1.55	95.07 ± 4.77	1.52 ± 0.47	35.30 ± 12.10
zmax1, m_{frag}, m_α, m_p	43.52 ± 1.38	96.54 ± 4.56	1.57 ± 0.48	40.24 ± 8.39
zmax1, $m_{frag}, m_\alpha, m_p, Z_{dstr}$	43.34 ± 1.82	96.94 ± 4.81	1.76 ± 0.57	37.42 ± 12.44

TAB. 5.5 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T1, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	1.91 ± 1.21	1.15 ± 1.00	0.22 ± 0.44	34.08 ± 4.73
zmax1	1.44 ± 1.32	0.97 ± 1.11	0.45 ± 0.53	33.34 ± 5.52
zmax1, m_p, m_α	1.93 ± 1.22	0.14 ± 1.10	0.38 ± 0.51	33.12 ± 5.43
zmax1, m_{frag}	1.57 ± 1.28	0.94 ± 1.07	0.35 ± 0.50	33.36 ± 5.55
zmax1, m_{frag}, m_α	1.76 ± 1.31	1.15 ± 1.13	0.38 ± 0.51	33.22 ± 5.52
zmax1, m_{frag}, m_p	1.94 ± 1.22	1.01 ± 1.07	0.34 ± 0.50	33.36 ± 5.38
zmax1, m_{frag}, m_p, m_α	1.96 ± 1.27	1.13 ± 1.09	0.34 ± 0.50	33.17 ± 5.38
zmax1, $m_{frag}, m_p, m_\alpha, Z_{dstr}$	2.02 ± 1.28	1.04 ± 1.07	0.38 ± 0.51	32.64 ± 5.65

Nous présentons maintenant les figures relatives aux résultats de backtracing pour un essai où les observables utilisées pour contraindre le test de Kolmogorov sont au nombre de cinq : la distribution du résidu, les multiplicités des fragments, des protons et des alphas et la distribution de charge de tous les produits chargés.

La figure (5.4) montre la comparaison entre les distributions de charge des sources expérimentale, en bleu, de backtracing non filtrée, en rouge et, en vert, de backtracing filtrée pour l'efficacité d'INDRA. Les courbes sont normalisées aux nombre d'événements. Les valeurs moyennes ainsi que les largeurs pour les données et pour les courbes filtré et non filtré sont montrées dans le tableau (5.6).

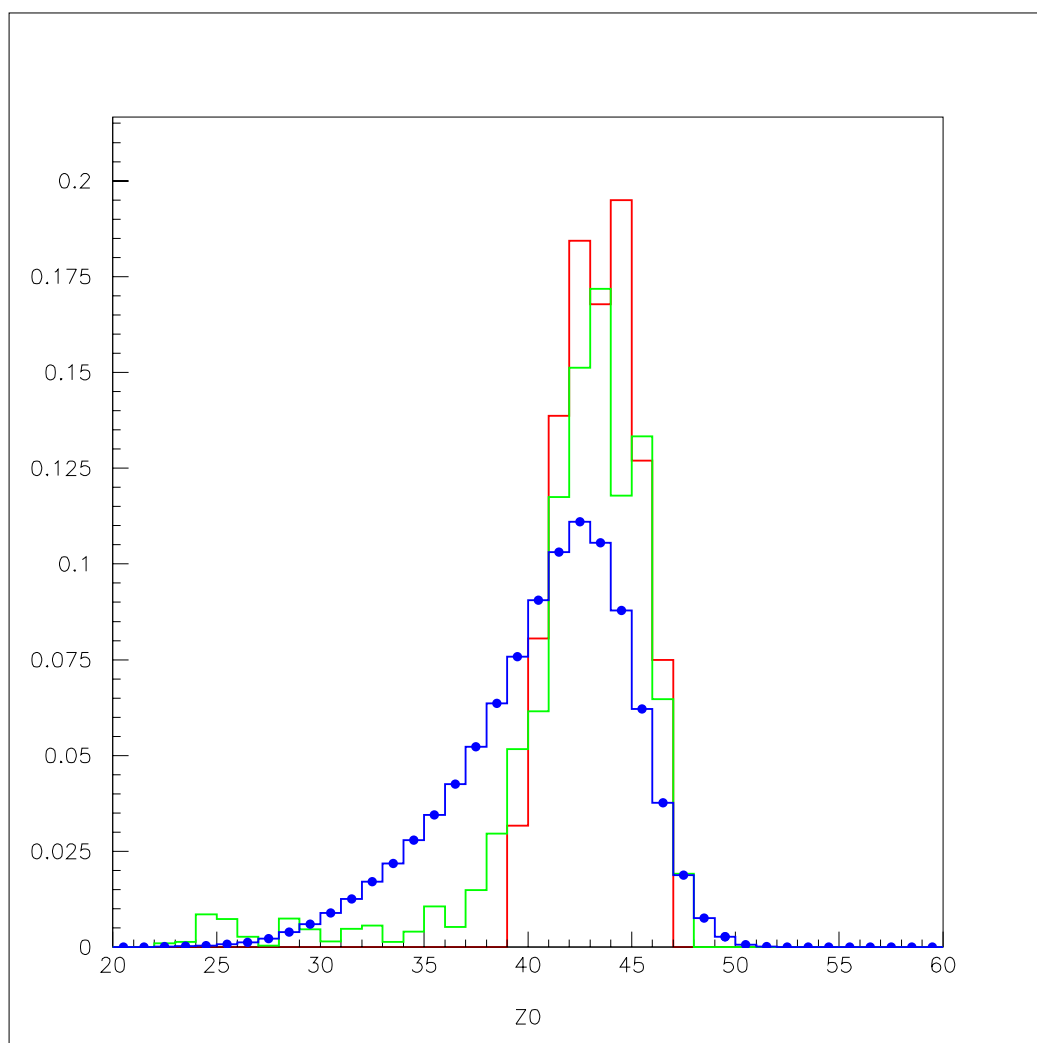


FIG. 5.4 – Distributions de charges sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables: en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T1.

TAB. 5.6 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T1, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
<i>Exp</i>	40.71 ± 4.15	1.58 ± 0.80	2.16 ± 0.70
<i>Gemini non filtré</i>	43.34 ± 1.82	2.06 ± 0.54	2.06 ± 0.54
<i>Gemini filtré</i>	42.25 ± 4.05	2.13 ± 0.91	2.59 ± 0.85

L'accord estimé entre la valeur moyenne expérimentales et celle de la courbe filtrée

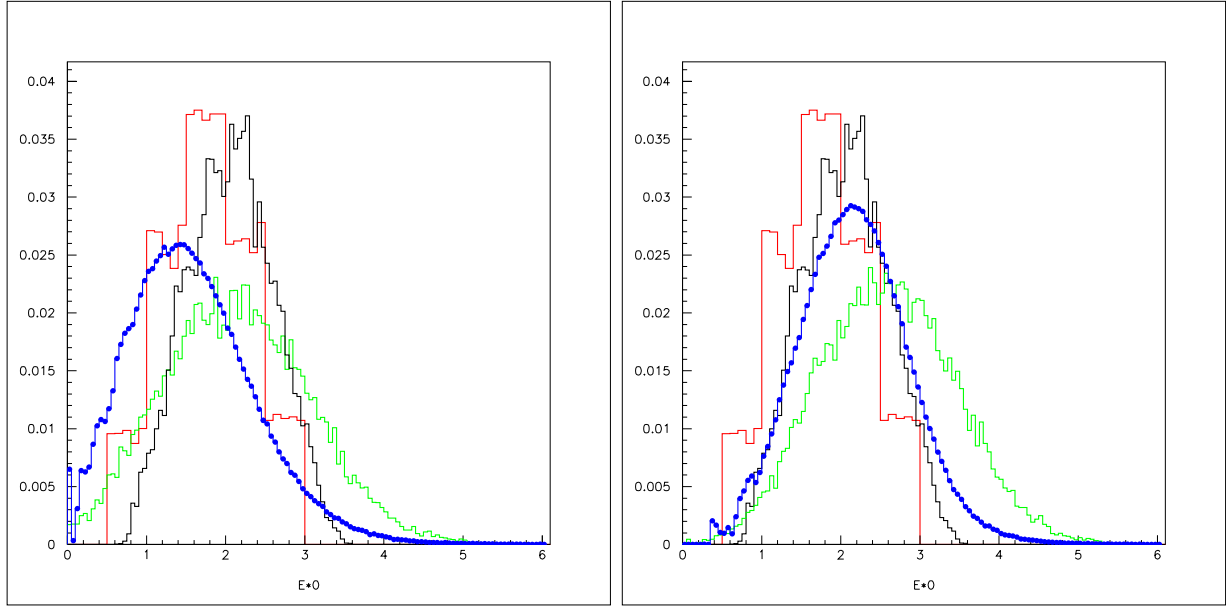


FIG. 5.5 — *Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge les distributions en énergie d'excitation thermique non filtrées; en noir celles en énergie d'excitation totale (voir texte) non filtrées; en verte les distributions en énergie d'excitation filtrées : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax; en bleu les distributions expérimentales : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax pour la tranche T1.*

est au 3.8% près.

Nous remarquons que la largeur de la distribution filtrée présente une contribution pour des valeurs de charge plus faibles, due au fait que, événement par événement, on perd des particules à travers le filtre. Cela a aussi le fait de déplacer la valeur moyenne en la rapprochant à la valeur expérimentale estimée.

La figure (5.5) montre la comparaison pour les distributions en énergie d'excitation. La courbe rouge, non filtrée, est relative à l'énergie d'excitation purement thermique. Lorsque on ajoute l'énergie rotationnelle on obtient la courbe en noir, aussi non filtrée. Les courbes en vert représentent l'énergie d'excitation filtrée et celles en bleu les données expérimentales. Selon que le filtre soit effectué avec la formule des masses Veda ou la formule des masses Epax nous obtenions deux courbes différentes, comme dans le cas expérimentale.

La figure (5.5) de gauche montre la comparaison des dites distributions pour le filtre avec les masses Veda. Celle de droite pour le filtre avec les masses Epax. Les valeurs moyennes ainsi que les largeurs sont montrées dans le tableau (5.6). Comme nous attendions, le filtre a eu influence sur la largeur de la distributions (dans les deux cas, Veda et Epax) : les courbes vertes résultent ainsi affectées par une largeur calorimétrique du même ordre que celle qui affecte les courbes expérimentales [VIEN02].

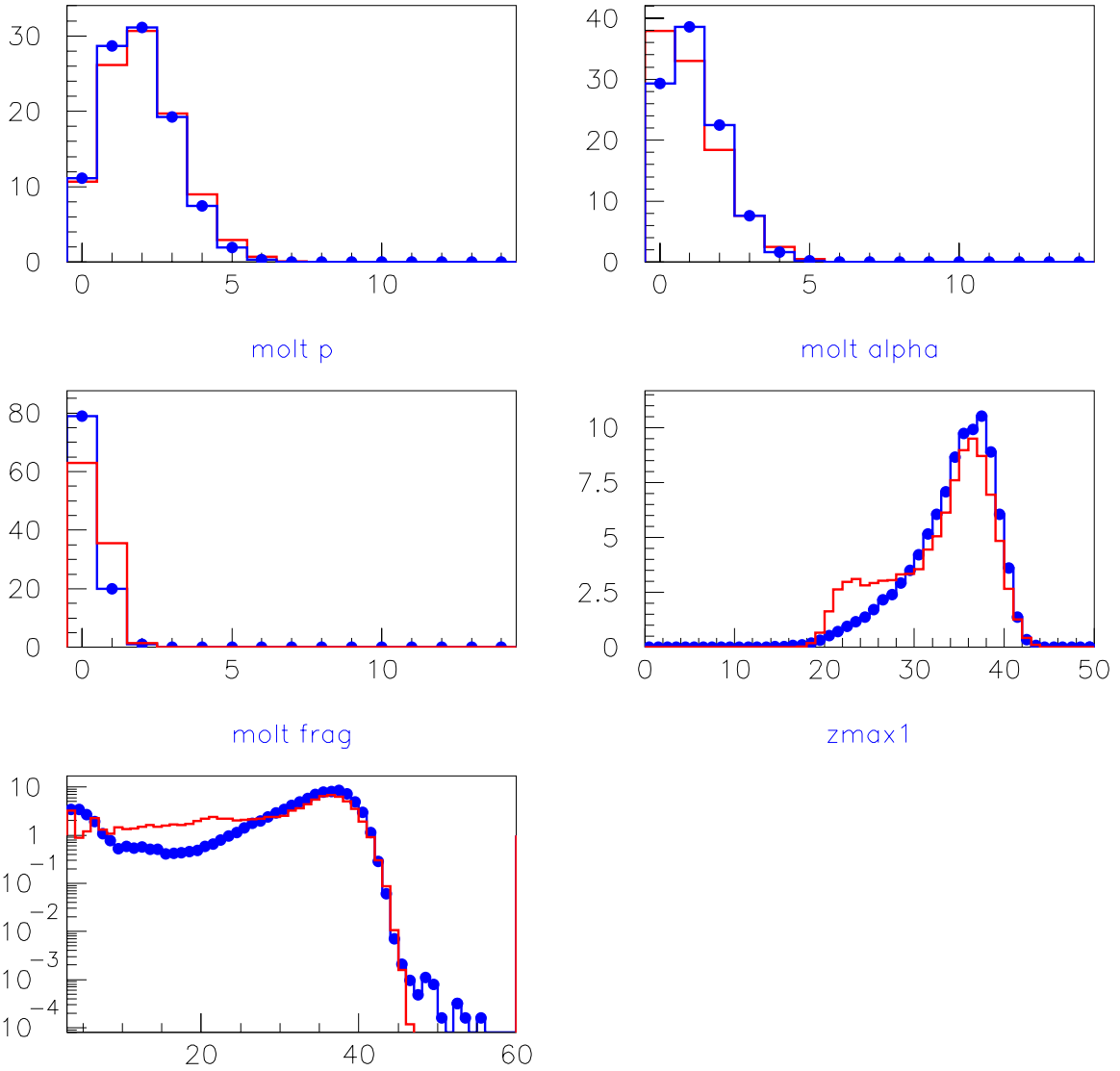


FIG. 5.6 – Comparaison entre les données de la tranche $T1$ et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.

L'accord estimée pour les deux différents filtres est du 35% près pour les masses Veda et du 20% près pour les masses Epax. Comme on le verra plus loin ces sont les résultats plus loin des valeurs moyennes expérimentales. Bien que avec les masses Epax cet écart soit plus réduit par rapport au filtre avec les masses Veda, il reste toujours un écart considerable.

La comparaison entre les observables expérimentales et celles simulées est montrée dans la figure (5.6) : on remarque que l'accord est raisonnable et on renvoi la discussion au prochain paragraphe.

L'excès de fragments noté dans la distribution en charge mérite cependant une cer-

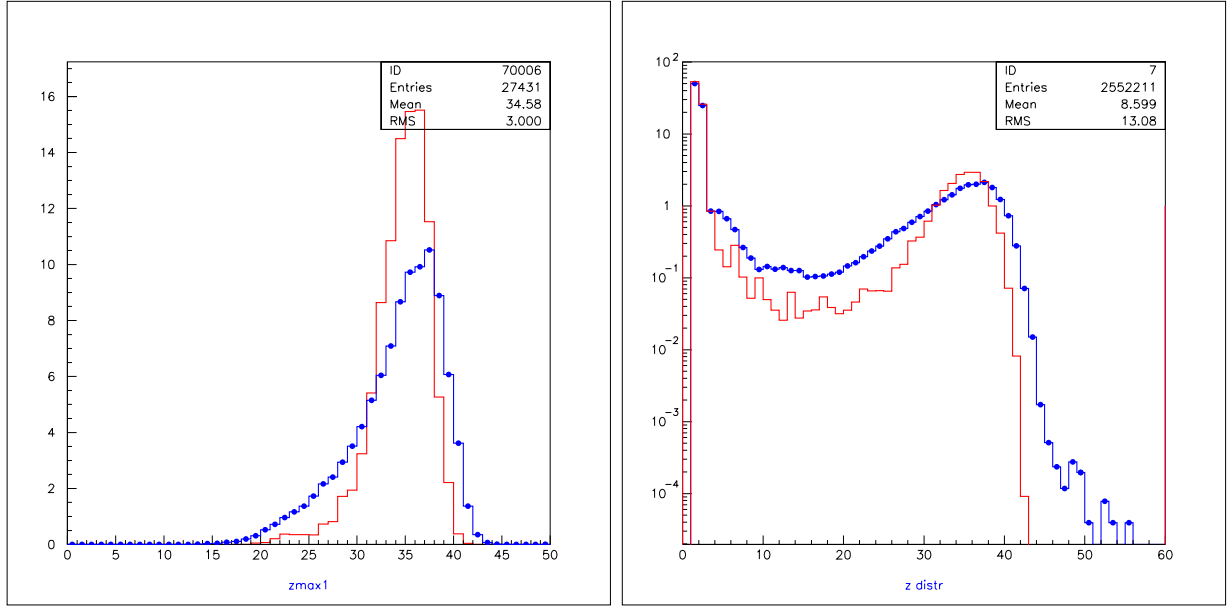


FIG. 5.7 – Comparaison des distributions de charge du résidu et des produits avec les simulations du backtracing Gemini sans fragments (opt0) et avec 4 observables comme contraintes.

taine attention.

Comme nous pouvons voir il affecte la distribution du résidu ainsi que celle des produits chargés. En particulier on voit que dans le cas de la distribution de charge du résidu cet excès donne lieu à un pic dans la zone entre $Z \sim 20 - 30$. Pour comprendre la nature de ce pic nous avons fait deux tests. Comme premier test nous avons exécuté un backtracing avec l'option zéro, c'est à dire, la décroissance de la source ne se produit que par évaporation de particules légères, sans que les fragments soient pris en compte. La figure (5.7) montre les distributions de charge du résidu et des produits chargés. Nous pouvons observer que le résidu a perdu le pic à Z plus faibles et que la distribution des produits chargés n'a plus l'excès de fragments.

Nous avons aussi vu que la distribution de charge de la source est asymétrique. Cela aurait pu forcer le backtracing à créer un pic artificiel, visible dans la distribution du résidu, pour reproduire les données. Alors, comme deuxième test, nous avons sélectionné des événements complets au 80% de l'impulsion de façon à avoir une distribution de source plus asymétrique et nous avons exécuté à nouveau un backtracing comme contrôle: les résultats obtenus montrent que le pic est produit aussi dans le cas d'une distribution plus symétrique. Cela nous amène à exclure une dépendance de la sélection de complétude effectuée sur les données et à conclure que le modèle surestime réellement le nombre de fragments.

Tranche T2

Le tableau (5.7) montre un résumé des résultats obtenus pour la tranche T2 avec la procédure de backtracing pour Gemini ainsi que les valeurs expérimentales pour comparaison.

Dans le tableau (5.8) figurent les valeurs moyennes des distributions des observables considérées, simulées et expérimentales.

TAB. 5.7 – *Résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T2, pour différents observables.*

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	$L_0 \hbar$
Exp	42.83 ± 4.30	96.03 ± 9.79	2.58 ± 0.92	-
zmax1	44.21 ± 4.72	97.11 ± 6.29	1.85 ± 0.78	37.39 ± 16.09
zmax1, m_{frag}	43.69 ± 4.47	96.86 ± 6.09	1.94 ± 0.73	35.45 ± 14.46
zmax1, m_{frag},m_α	47.78 ± 2.32	101.00 ± 3.81	2.37 ± 0.61	43.90 ± 11.50
zmax1, m_{frag},m_p	43.68 ± 2.26	97.38 ± 7.52	2.22 ± 0.68	35.52 ± 14.45
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	45.92 ± 1.42	103.10 ± 2.19	2.31 ± 0.53	49.60 ± 10.55
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	45.81 ± 2.61	105.40 ± 7.77	2.65 ± 0.80	45.15 ± 15.12

TAB. 5.8 – *Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T2, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.*

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	2.66 ± 1.40	1.80 ± 1.24	0.43 ± 0.59	31.95 ± 5.46
zmax1	3.20 ± 3.19	0.85 ± 1.09	0.44 ± 0.53	31.36 ± 5.52
zmax1, m_{frag}	3.12 ± 2.96	0.91 ± 1.09	0.42 ± 0.53	31.42 ± 5.55
zmax1, m_{frag},m_α	4.63 ± 2.34	1.47 ± 1.27	0.41 ± 0.54	31.58 ± 5.32
zmax1, m_{frag},m_p	2.63 ± 1.35	1.07 ± 1.12	0.42 ± 0.53	31.45 ± 5.50
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	2.75 ± 1.43	1.44 ± 1.24	0.44 ± 0.55	31.64 ± 5.35
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	2.72 ± 1.44	1.34 ± 1.25	0.49 ± 0.57	31.25 ± 5.77

Les valeurs moyennes des distributions simulées (non filtrées) de la charge et de la masse qui figurent dans le tableau (5.6) sont en accord avec celles expérimentales au 8% près. Pour l'énergie d'excitation nous avons un accord à 14% près.

Nous pouvons noter que les distributions des variables prévues par le backtracing sont comprises dans les limites des erreurs expérimentales.

En moyenne, les valeurs du moment angulaire sont plus hautes que celles déduites dans la tranche T1 et leurs largeurs un peu plus importantes.

Le tableau (5.7) montre un meilleur accord sur la multiplicité de protons lorsque leur distribution de multiplicité est prise en compte comme contrainte. Les valeurs

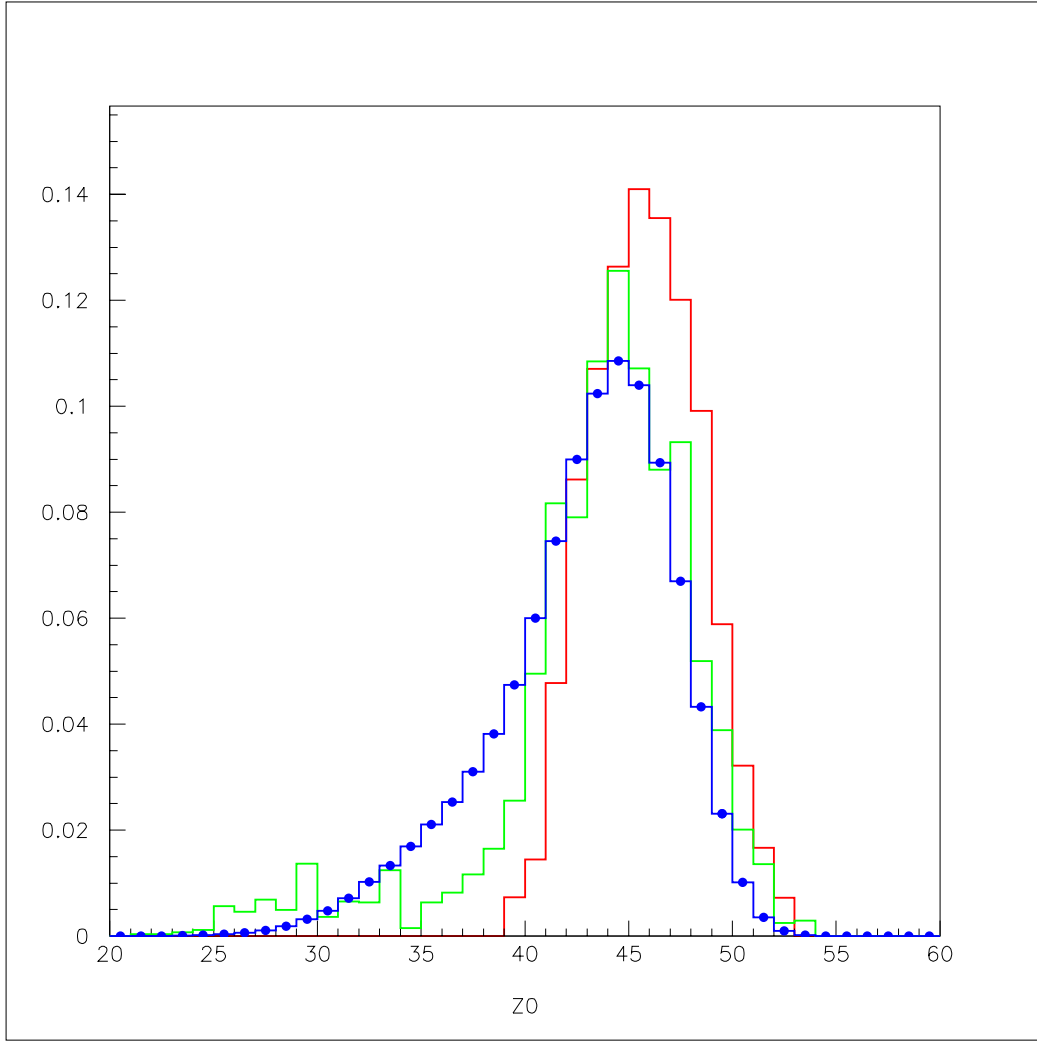


FIG. 5.8 – Distributions de charges sources prévues par le backtracing Gemini, pour la tranche T2, avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale.

moyennes des distributions simulées de multiplicité de fragments sont en bon accord avec les données, ainsi que la valeur moyenne de la charge du résidu. Remarquons que les alphas sont systématiquement sous-estimées. La valeur moyenne du moment angulaire est d'environ $\langle L \rangle \sim 41 \hbar$.

Nous montrons les résultats obtenus pour le backtracing avec les 5 observables, c'est à dire, le maximum des contraintes : la distribution de charge du résidu, les distributions de multiplicités des protons, alphas et fragments et la distribution de charge des produits.

La figure (5.8) montre les distributions de charge des sources : en rouge la distribution

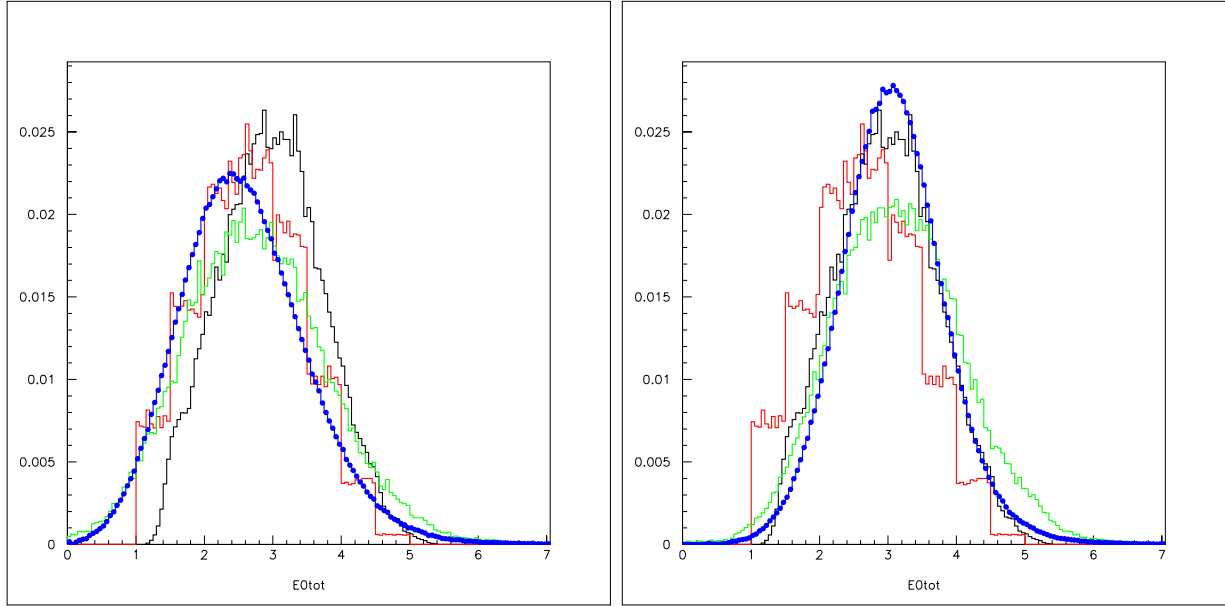


FIG. 5.9 – Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini pour la tranche T2, avec contrainte sur les 5 observables : en rouge les distributions en énergie d'excitation thermique non filtrées; en noir celles en énergie d'excitation totale (voir texte) non filtrées; en verte les distributions en énergie d'excitation filtrées : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax; en bleu les distributions expérimentales : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax.

TAB. 5.9 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T2, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
<i>Exp</i>	42.83 ± 4.31	2.58 ± 0.93	3.07 ± 0.77
<i>Gemini non filtré</i>	45.81 ± 2.61	2.98 ± 0.75	2.98 ± 0.75
<i>Gemini filtré</i>	43.57 ± 4.93	2.75 ± 1.04	3.15 ± 0.95

de backtracing non filtré, en vert celle filtrée par le détecteur et en bleu celle expérimentale. Les valeurs moyennes et les largeurs pour la charge de la source estimée se trouvent dans le tableau (5.9). De ces valeurs nous pouvons en déduire un accord au 1.7% près. Les remarques faites au sujet de la largeur (et du déplacement de la valeur moyenne) de la distributions filtrée pour le cas de la tranche T1 s'appliquent aussi à cette tranche.

La figure (5.9) montre la comparaison entre les distributions en énergie d'excitation. Les courbes rouge (énergie d'excitation purement thermique) et noir (énergie d'excitation totale) ne sont pas filtrées. A gauche nous pouvons voir la courbe verte filtrée et celle bleu, expérimentale, obtenue avec la formule des masses Veda. A droite la

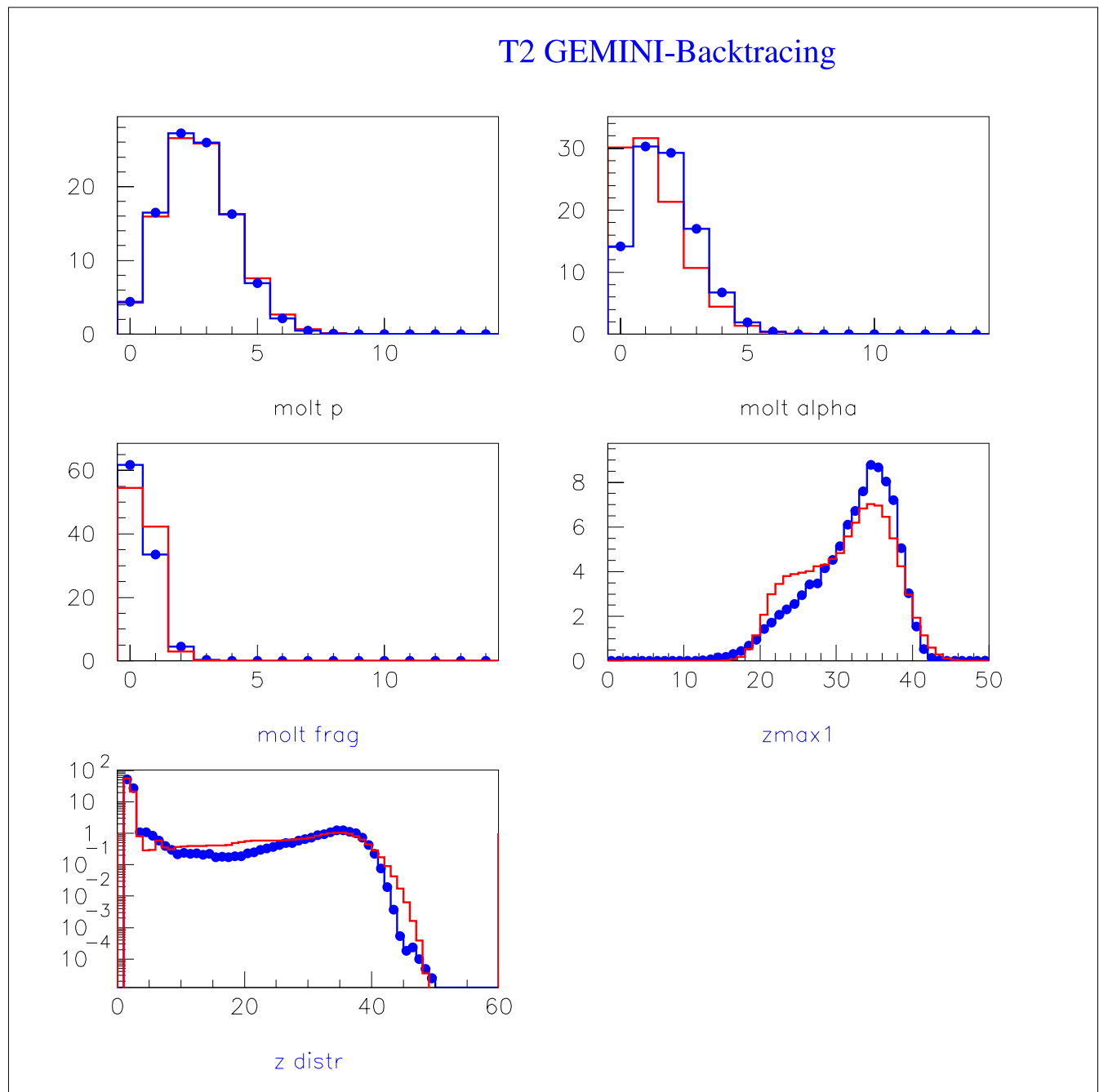


FIG. 5.10 – Comparaison entre les données de la tranche T2 et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.

même comparaison pour la formule des masses Epax.

Du tableau (5.9) il est possible de déduire que l'accord est au 6.6% près pour les masses Veda et au 2.6% près pour les masses Epax. Dans les deux cas nous trouvons

que l'accord avec les données expérimentales est satisfaisant et que pour la formule des masse Epax il est légèrement meilleur.

La figure (5.10) montre la comparaison des observables expérimentales avec celles simulées par le backtracing. Nous remarquons un accord raisonnable et encore une fois une surestimation du résidu à environ une valeur de charge autour de 25 ainsi que une sous-estimation des alphas.

Tranche T3

Les tableaux (5.10) et (5.11) montrent, comme dans les cas des tranches T1 et T2, les valeurs moyennes des variables des sources et celles des multiplicités des particules chargées et de la distribution du résidu pour les simulations obtenues en correspondance aux différents choix d'observables pour contraindre le test de Kolmogorov. Dans les deux tableaux figurent aussi les valeurs expérimentales.

TAB. 5.10 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T3, pour différents choix d'observables.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nuc	$L_0 \hbar$
Exp	45.14 ± 4.10	101.30 ± 9.28	3.37 ± 0.96	-
zmax1	47.08 ± 6.77	111.00 ± 11.76	3.06 ± 1.11	40.71 ± 17.08
zmax1, m_{frag}	45.94 ± 5.97	106.50 ± 7.92	2.83 ± 1.00	40.19 ± 17.05
zmax1, m_{frag}, m_α	53.06 ± 2.78	111.90 ± 3.69	3.87 ± 0.77	44.35 ± 15.14
zmax1, m_{frag}, m_p	46.16 ± 2.40	107.30 ± 7.88	3.15 ± 0.78	41.47 ± 17.52
zmax1, m_{frag}, m_α, m_p	47.67 ± 1.61	110.90 ± 4.70	3.20 ± 0.67	56.08 ± 12.15
zmax1, $m_{frag}, m_\alpha, m_p, Z_{dstr}$	46.34 ± 2.48	107.00 ± 7.04	2.99 ± 0.88	49.67 ± 14.81

Le tableau (5.10) montre que les valeurs moyennes des distributions simulées (non filtrées) de charge et de masse des sources sont légèrement plus élevées que celles expérimentales, mais sont néanmoins dans la limite des erreurs expérimentales, avec comme seule exception le cas où nous posons comme contrainte la distribution de charge du résidu et la multiplicité des fragments avec la multiplicité des alphas : dans ce cas on obtient une prévision sur la valeur moyenne de la charge de la source qui est au delà de la distribution expérimentale.

Quant aux valeurs moyennes de l'énergie d'excitation nous observons que, sauf le cas mentionné ci dessus, elles se situent toujours vers des valeurs plus faibles par rapport à la valeur expérimentale. Pour cette tranche la valeur moyenne du moment angulaire est d'environ $\langle L \rangle \sim 45 \hbar$ avec des largeurs assez importantes. Notons que les valeurs moyennes plus larges du moment angulaire sont obtenues dans le cas où la distribution de multiplicité des alphas fait partie des contraintes pour le backtracing.

TAB. 5.11 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T3, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	3.05 ± 1.49	2.47 ± 1.46	0.65 ± 0.69	30.49 ± 5.68
zmax1	3.83 ± 3.71	1.15 ± 1.31	0.54 ± 0.59	30.32 ± 5.82
zmax1, m_{frag}	2.86 ± 1.85	1.61 ± 1.34	0.74 ± 0.72	30.89 ± 4.19
zmax1, m_{frag},m_α	6.99 ± 2.68	1.87 ± 1.47	0.55 ± 0.63	29.78 ± 5.74
zmax1, m_{frag},m_p	3.04 ± 1.42	1.31 ± 1.27	0.54 ± 0.59	30.25 ± 5.60
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	3.10 ± 1.52	1.82 ± 1.35	0.82 ± 0.73	30.73 ± 4.01
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	3.06 ± 1.49	1.46 ± 1.33	0.53 ± 0.59	30.46 ± 5.70

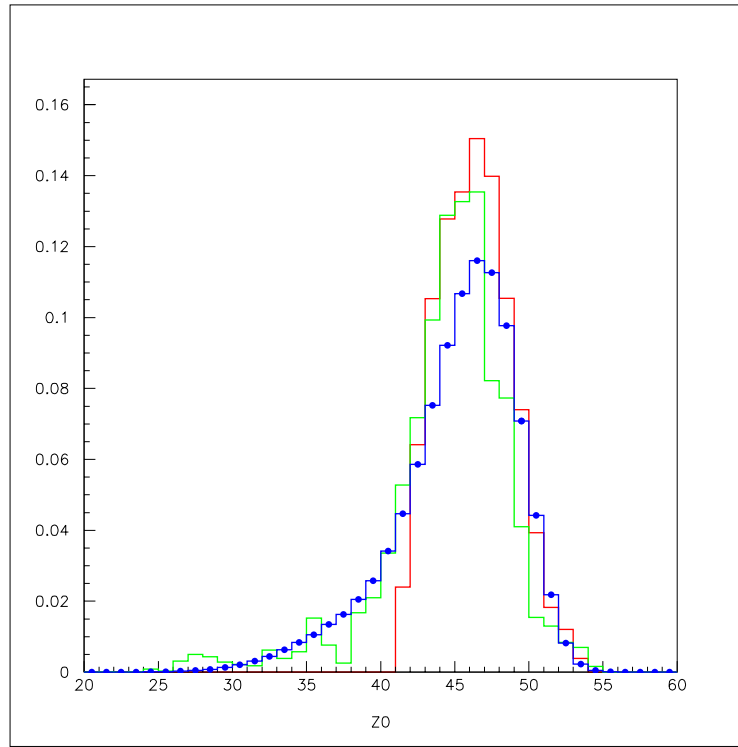


FIG. 5.11 – Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T3.

Le tableau (5.11) nous montre un bon accord pour la valeur moyenne de la charge du résidu ainsi que sa largeur et un accord raisonnable pour les multiplicités des protons et des fragments dès que leurs distributions figurent comme contrainte pour le test de Kolmogorov. La valeur moyenne de multiplicité des particules alpha est toujours

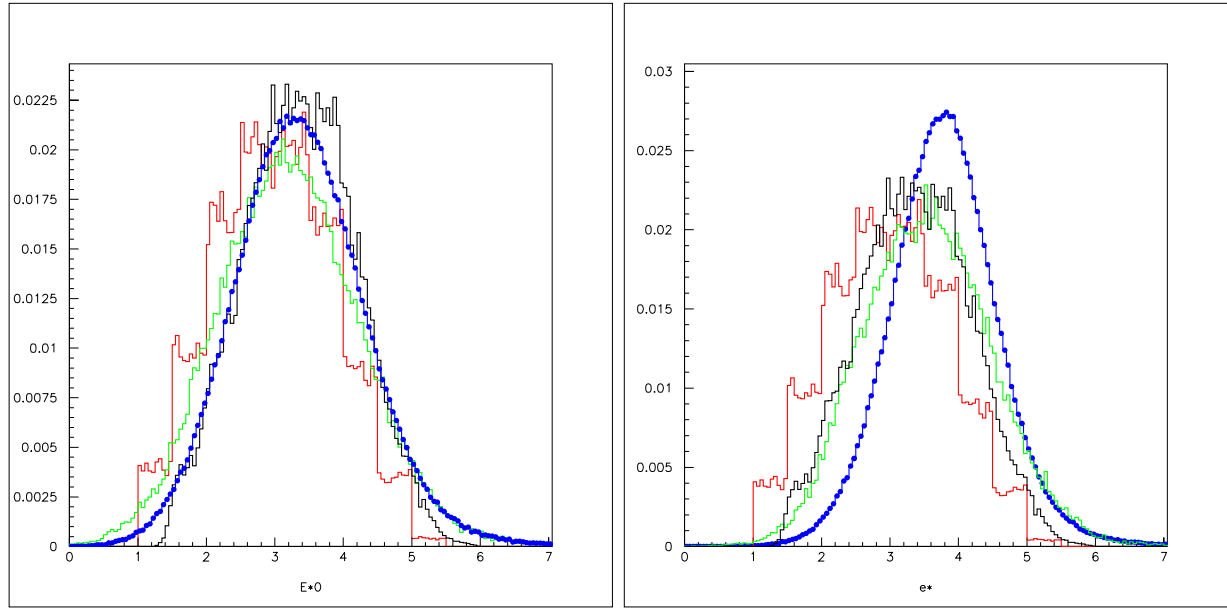


FIG. 5.12 – Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge les distributions en énergie d'excitation thermique non filtrées; en noir celles en énergie d'excitation totale (voir texte) non filtrées; en verte les distributions en énergie d'excitation filtrées : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax; en bleu les distributions expérimentales : à gauche pour les masses Veda et à droite pour les masses Epax. Tranche T3.

sous-estimée.

TAB. 5.12 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T3, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
<i>Exp</i>	45.14 ± 4.15	3.37 ± 0.96	3.80 ± 0.80
<i>Gemini non filtré</i>	46.34 ± 2.48	3.36 ± 0.81	3.36 ± 0.81
<i>Gemini filtré</i>	44.53 ± 4.24	3.21 ± 1.04	3.55 ± 0.94

Les résultats du backtracing conduit sur les cinq observables comme contraintes sont montrés ci-dessous.

La figure (5.11) montre la comparaison entre les distributions de charge de la source: comme auparavant on distingue les trois courbes : non filtré (en rouge), filtré (en vert) et expérimentale (en bleu). Nous pouvons remarquer l'élargissement de la courbe verte filtrée par l'efficacité du multidétecteur. Les valeurs moyennes et les largeurs de la charge de la source obtenue par le backtracing sont montrées dans le tableau (5.12). L'accord entre les valeurs moyennes expérimentale et filtrée de la charge de la source est très bon : 1.3% près.

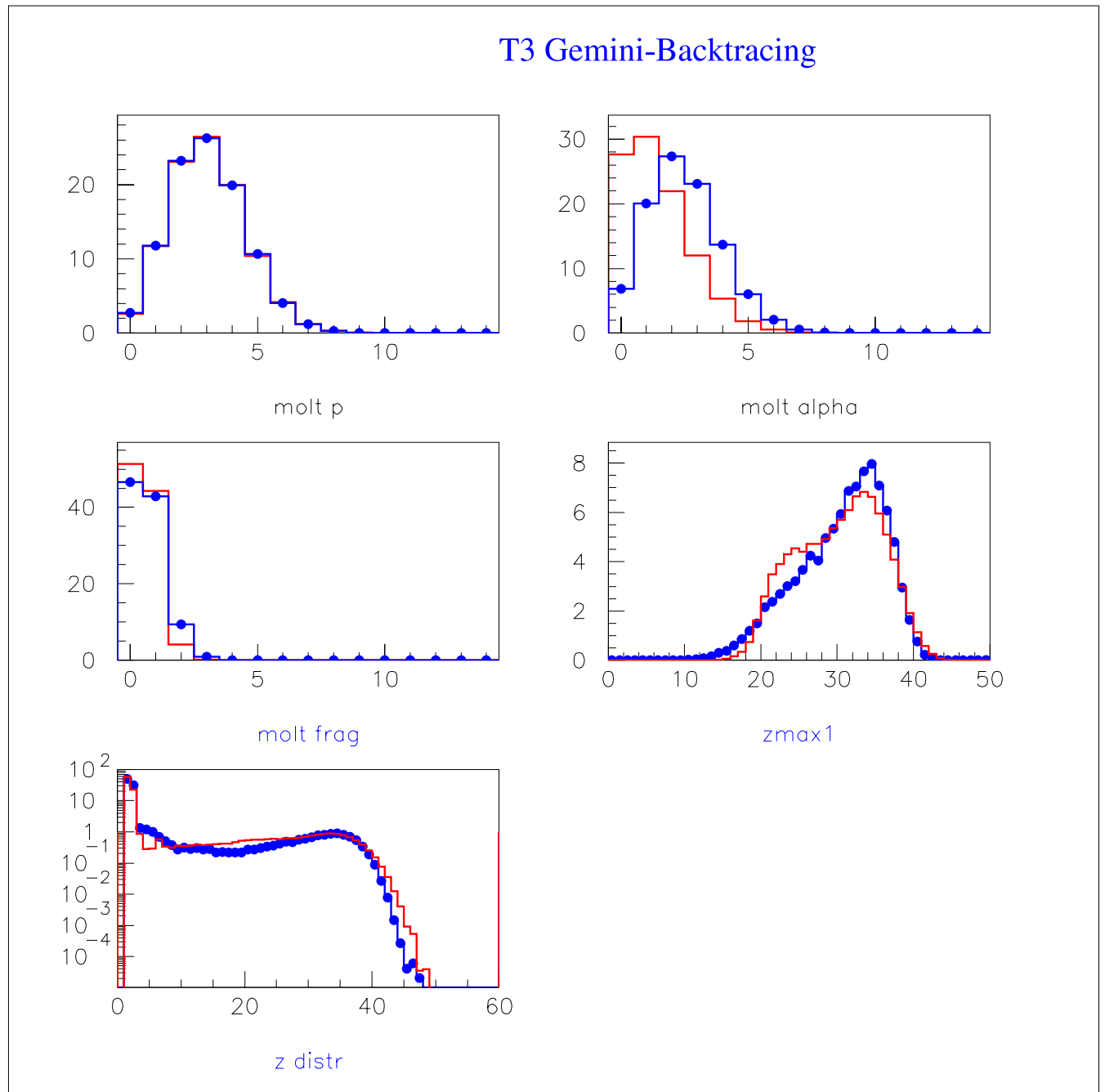


FIG. 5.13 – Comparaison entre les données de la tranche T3 et le backtracing Gemini avec une contrainte sur 5 observables.

La figure (5.12) montre les distributions en énergie d'excitation : non filtrées (énergie d'excitation totale, en noir), filtrées (en vert : à gauche pour Veda et à droite pour Epax) et expérimentales (en bleu, à gauche pour Veda et à droite pour Epax).

Du tableau (5.12) nous déduisons un accord assez bon au 4.7% près pour les masses Veda et au 6.6% près pour les masses Epax.

La figure (5.13) montre la comparaison pour cet essai entre les observables expérimentales et celles simulées par Gemini : l'accord global est toujours raisonnable.

5.4.2 Le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 MeV/nucléon

Nous avons réalisé la même étude pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$.

Pour ce système il faut se rappeler que il a été réalisé une sélection afin d'enlever la contribution de l'Oxygène. Il a fallu faire un compromis entre le nombre d'événements et la position de la coupure : une coupure trop sévère aurait réduit drastiquement le nombre d'événements. Un certain nombre d'événements issus des collisions avec l'Oxygène est inclus dans les événements retenus, surtout pour la tranche T1.

Tranche T1

Le tableau (5.13) montre les valeurs moyennes des distributions des variables obtenues pour six essais des backtracing contraint avec divers choix d'observables. Y figurent aussi les valeurs moyennes des distributions expérimentales pour comparaison.

Dans le tableau (5.14) nous comparons les valeurs moyennes des distributions des multiplicités de protons, alphas, fragments ainsi que la valeur moyenne de la distribution de charge du résidu, expérimentales et simulées, pour les mêmes choix.

TAB. 5.13 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T1 de l'Aluminium, pour différents choix d'observables.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	$L_0 \hbar$
Exp	38.73 ± 4.63	86.75 ± 10.54	2.14 ± 0.92	-
zmax1	40.56 ± 3.54	96.95 ± 8.79	1.99 ± 0.90	39.69 ± 16.79
zmax1, m_{frag}	40.69 ± 3.78	93.29 ± 8.35	1.99 ± 0.75	36.24 ± 14.80
zmax1, m_p, m_α	42.92 ± 1.76	98.29 ± 6.62	2.55 ± 0.59	42.32 ± 13.90
zmax1, m_{frag}, m_α	42.58 ± 2.23	94.25 ± 6.83	2.29 ± 0.66	39.61 ± 13.34
zmax1, m_{frag}, m_p	42.16 ± 1.87	95.82 ± 6.32	2.44 ± 0.59	39.46 ± 13.56
zmax1, m_{frag}, m_α, m_p	42.44 ± 1.78	96.68 ± 6.41	2.45 ± 0.60	41.98 ± 11.73
zmax1, $m_{frag}, m_\alpha, m_p, Z_{dstr}$	42.85 ± 1.97	98.11 ± 5.02	2.47 ± 0.58	44.02 ± 13.80

En regardant le tableau (5.13) nous notons qu'en général les valeurs moyennes des distributions de la charge et de la masse des sources prévues par les divers essais sont plus élevées d'environ 11%. que celles expérimentales. Nous supposons que le fait d'avoir une source expérimentale de taille aussi petite soit dû à l'influence des événements pour lesquels la cible était l'Oxygène. Si nous supposons que la source expérimentale est sous-estimée, nous pouvons alors comprendre que la valeur moyenne de l'énergie d'excitation, pour les essais où nous avons au moins trois contraintes, soit surestimée entre 11% et 19% de la valeur moyenne expérimentale.

TAB. 5.14 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T1 de l'Aluminium, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	2.31 ± 1.35	1.21 ± 1.04	0.31 ± 0.51	30.75 ± 4.97
zmax1	1.67 ± 2.08	0.76 ± 1.03	0.47 ± 0.54	29.80 ± 5.38
zmax1, m_{frag}	2.28 ± 2.31	0.86 ± 1.07	0.39 ± 0.52	29.85 ± 5.26
zmax1, m_p, m_α	2.30 ± 1.30	1.21 ± 1.18	0.45 ± 0.56	29.86 ± 5.25
zmax1, m_{frag}, m_α	2.86 ± 1.96	1.16 ± 1.13	0.39 ± 0.53	29.89 ± 5.11
zmax1, m_{frag}, m_p	2.29 ± 1.31	1.16 ± 1.15	0.40 ± 0.53	29.95 ± 5.24
zmax1, m_{frag}, m_p, m_α	2.31 ± 1.30	1.20 ± 1.16	0.41 ± 0.54	29.92 ± 5.22
zmax1, $m_{frag}, m_p, m_\alpha, Z_{dstr}$	2.29 ± 1.34	1.11 ± 1.13	0.41 ± 0.54	29.90 ± 5.32

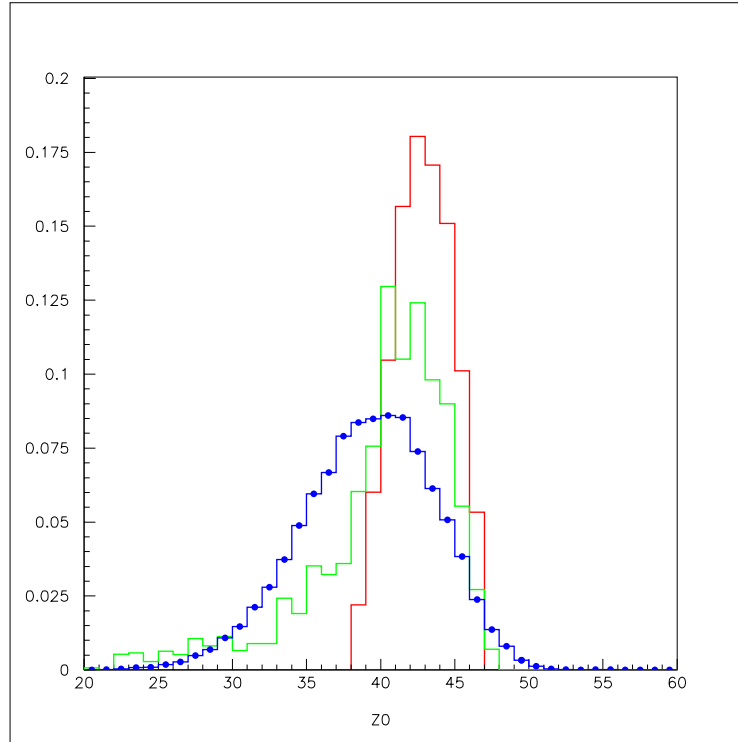


FIG. 5.14 – Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T1.

Nous notons aussi que la valeur moyenne du moment angulaire est un peu plus importante par rapport à la tranche T1 du Magnésium : $\langle L \rangle \sim 40\hbar$.

Le tableau (5.14) montre que en général les fragments sont surestimés. Pour les alphas

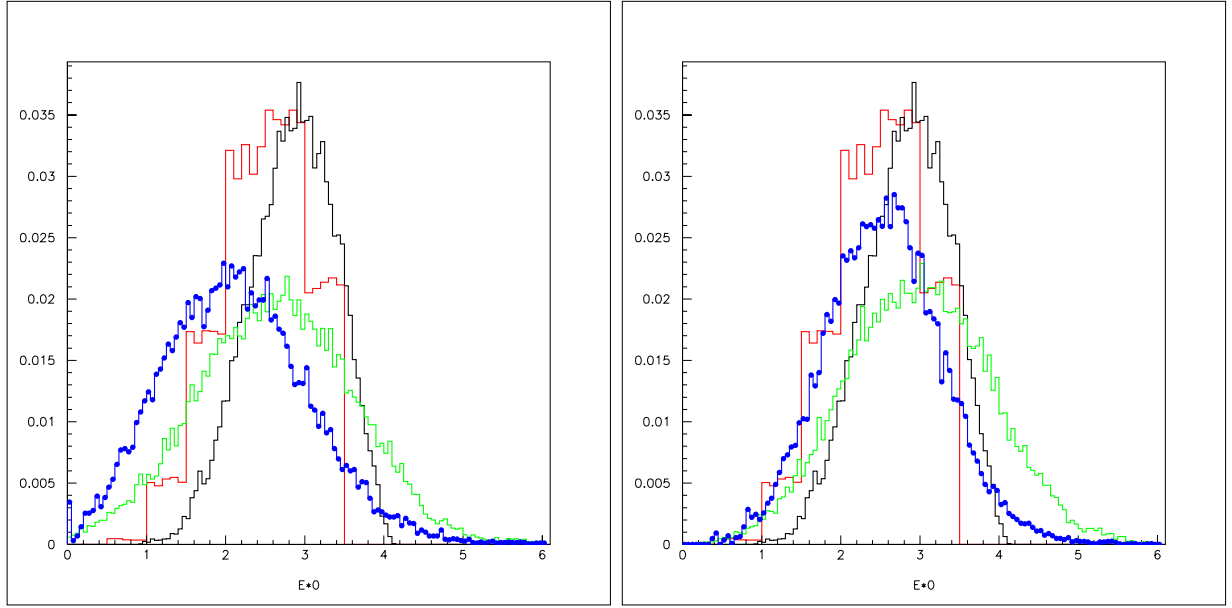


FIG. 5.15 – Distributions de charge et d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables comparées aux distributions expérimentales pour la tranche T1 de l'Aluminium.

nous voyons un bon accord avec la valeur moyenne de multiplicité expérimentale lorsque celle-ci est prise en compte comme contrainte pour le backtracing. La valeur moyenne de la charge du résidu est reproduite à une charge près.

TAB. 5.15 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T1, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
<i>Exp</i>	38.63 ± 4.61	2.14 ± 0.92	2.55 ± 0.74
<i>Gemini non filtré</i>	42.85 ± 1.97	2.84 ± 0.54	2.84 ± 0.54
<i>Gemini filtré</i>	40.08 ± 4.83	2.63 ± 0.99	2.98 ± 0.92

Les figures de (5.14) à (5.16) montrent les résultats des simulations obtenues en contraignant le backtracing avec les cinq observables.

La figure (5.14) montre la distribution de charge des sources : en rouge la distribution non filtrée, en vert celle filtrée par l'efficacité du détecteur et en bleu la courbe expérimentale. Les valeurs moyennes ainsi que les largeurs figurent dans le tableau (5.15).

Nous pouvons voir que l'accord pour la valeur moyenne de la distribution de charge est au 4% près et que la largeur est du même ordre pour les deux courbes, filtrée et expérimentale.

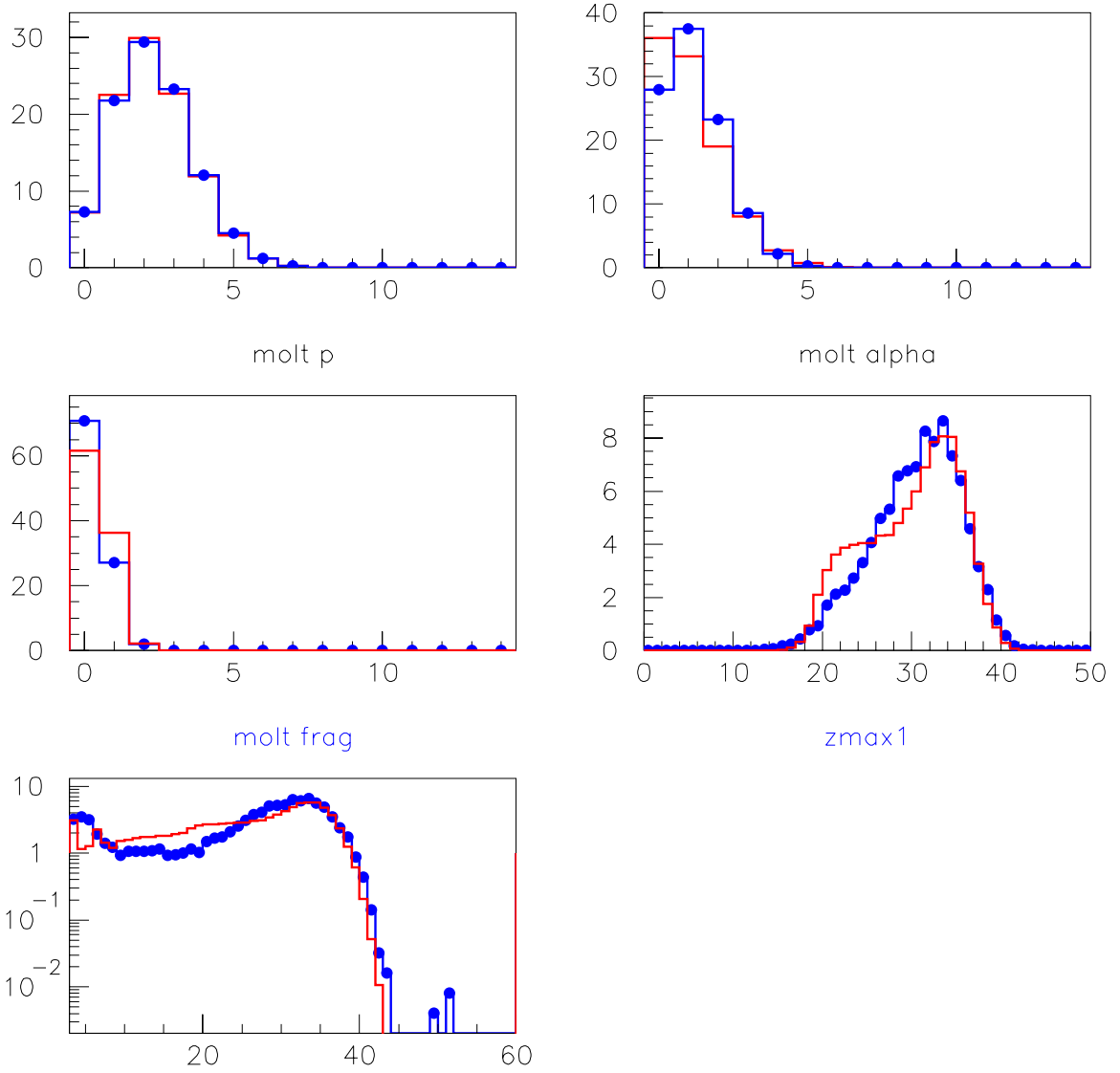


FIG. 5.16 – Comparaison entre les données de la tranche T1 de l'Aluminium et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.

La figure (5.15) montre les distributions relatives à l'énergie d'excitation. La courbe rouge est l'énergie d'excitation thermique (non filtrée); la courbe noire est l'énergie d'excitation corrigée pour l'énergie de rotation, non filtrée (sa valeur moyenne figure dans le tableau (5.15)); la courbe verte est la distribution filtrée, avec les masses Veda (figure de gauche) et avec les masses Epax (figure de droite).

On remarque un accord au environ 23% près pour la distributions d'énergie d'excitation filtrée avec les masses Veda et environ 17% près pour le filtre avec les masses Epax.

La figure (5.16) montre la comparaison données simulation. Nous pouvons observer

que l'accord avec les données est bon, bien que, comme aussi pour la tranche T1 du Magnésium, nous remarquons un surplus de fragments qui sont d'ailleurs visibles dans la distribution de charge du résidu et des produits chargés.

Tranche T2

TAB. 5.16 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium, pour différents choix d'observables.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	$L_0 \hbar$
Exp	41.66 ± 5.01	93.40 ± 11.38	2.83 ± 0.99	-
zmax1	44.60 ± 5.63	98.85 ± 7.20	2.59 ± 0.91	38.39 ± 16.46
zmax1, m_{frag}	44.18 ± 5.51	100.00 ± 6.96	2.66 ± 0.89	37.21 ± 16.10
zmax1, m_{frag}, m_α	48.94 ± 3.60	101.40 ± 3.85	3.14 ± 0.72	39.78 ± 14.92
zmax1, m_{frag}, m_p	43.79 ± 2.20	97.77 ± 6.77	2.75 ± 0.72	36.80 ± 15.75
zmax1, m_{frag}, m_α, m_p	44.99 ± 1.56	101.00 ± 4.54	2.82 ± 0.68	46.48 ± 13.37
zmax1, $m_{frag}, m_\alpha, m_p, Z_{dstr}$	45.41 ± 2.45	106.10 ± 7.32	3.10 ± 0.85	47.66 ± 15.55

TAB. 5.17 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	2.91 ± 1.50	1.71 ± 1.22	0.48 ± 0.62	29.79 ± 5.63
zmax1	3.62 ± 3.34	0.98 ± 1.16	0.46 ± 0.55	29.44 ± 5.47
zmax1, m_{frag}	3.41 ± 3.21	0.98 ± 1.15	0.45 ± 0.55	29.48 ± 5.50
zmax1, m_{frag}, m_α	5.76 ± 2.96	1.45 ± 1.29	0.44 ± 0.57	29.42 ± 5.36
zmax1, m_{frag}, m_p	2.91 ± 1.40	1.13 ± 1.16	0.43 ± 0.54	29.55 ± 5.38
zmax1, m_{frag}, m_p, m_α	2.99 ± 1.45	1.35 ± 1.21	0.44 ± 0.56	29.65 ± 5.22
zmax1, $m_{frag}, m_p, m_\alpha, Z_{dstr}$	2.85 ± 1.44	1.34 ± 1.27	0.47 ± 0.57	29.65 ± 5.58

Le tableau (5.16) montre les valeurs moyennes des distributions (non filtrés) des variables obtenues avec les essais de backtracing ainsi que celles expérimentales. L'accord avec les valeurs moyennes expérimentales, pour la charge et la masse des sources est 8% près et pour l'énergie d'excitation 2.5% près.

Les valeurs moyennes obtenues pour les distributions du moment angulaire sont cohérentes avec celles vues pour le Magnésium. La valeur moyenne est d'environ $\langle L \rangle \sim 41 \hbar$.

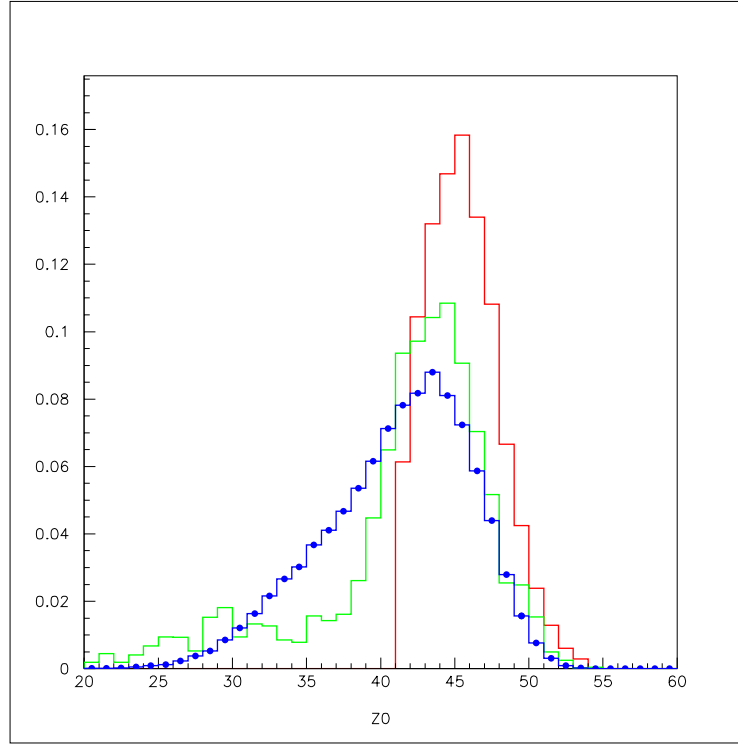


FIG. 5.17 – Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T2.

Les valeurs moyennes dans le tableau (5.17) se montrent en bon accord avec les valeurs expérimentales correspondantes, sauf pour les alphas, dont la multiplicité reste toujours sous-estimée.

La figure (5.17) montre les distribution de charge de source : en rouge la courbe non filtrée, en vert celle filtrée et en bleu les données.

Nous avons écrit les valeurs moyennes des variables de source expérimentales et simulées (filtrées et non filtrées) dans le tableau (5.18).

De ce tableau nous pouvons déduire un accord pour la valeur moyenne de la charge de la source au 1.2% près.

TAB. 5.18 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T2, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
<i>Exp</i>	41.08 ± 4.99	2.83 ± 0.99	3.28 ± 0.80
<i>Gemini non filtré</i>	45.41 ± 2.45	3.45 ± 0.78	3.46 ± 0.75
<i>Gemini filtré</i>	41.58 ± 6.19	3.10 ± 1.10	3.35 ± 0.92

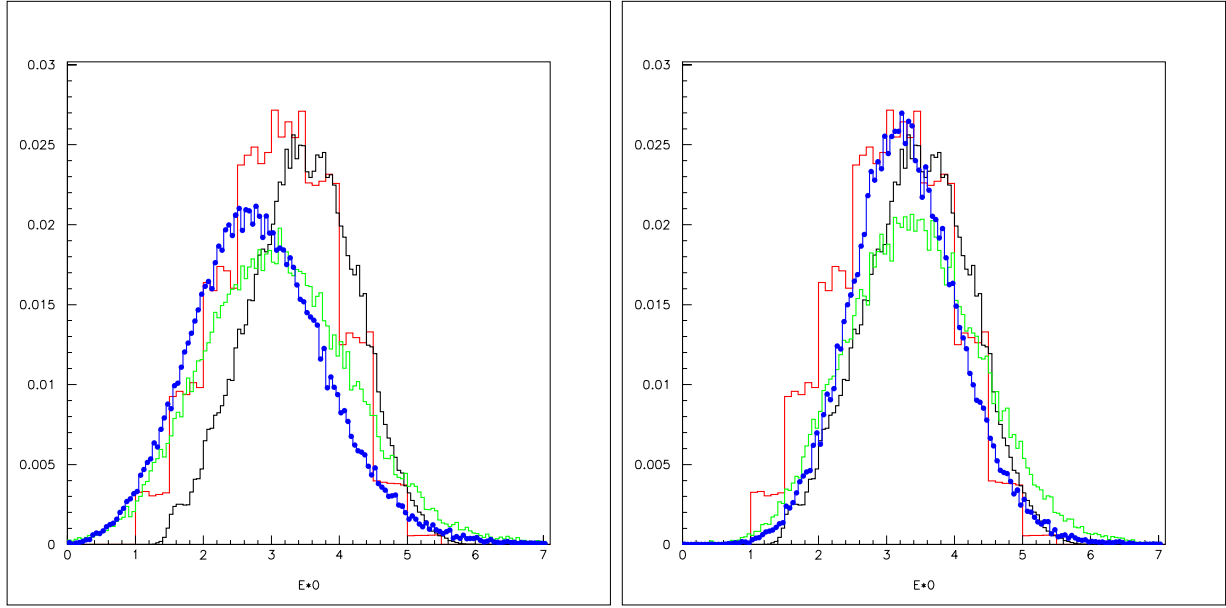


FIG. 5.18 – Distributions de charge et d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium avec contrainte sur les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales.

La figure (5.18) montre les distributions en énergie d'excitation dont les valeurs moyennes figurent dans le tableau (5.18). Nous pouvons voir la courbe rouge non filtrée, relative à l'énergie d'excitation purement thermique; celle en noir, non filtrée, relative à l'énergie d'excitation plus l'énergie de rotation; les courbes vertes, filtrées pour les masses Veda à gauche et pour les masses Epax à droite et, enfin, les deux courbes expérimentales relatives aux masses Veda à gauche et aux masses Epax à droite.

Du tableau nous pouvons déduire que l'accord avec les données est environ 10% pour le filtre avec les masses Veda et 2% pour le filtre avec les masses Epax.

La figure (5.19) montre la comparaison entre les distributions entre les simulations et les données : nous remarquons un bon accord global pour les observables considérées. Nous pouvons noter, toutefois, que il reste toujours l'excès de fragments dans la distribution du résidu ainsi que une sous-estimation des alphas.

Tranche T3

Les tableaux (5.19) et (5.20) donnent les résultats des essais du backtracing, pour les cinq choix différents d'observables, ainsi que les données expérimentales relatives à la tranche T3 de l'Aluminium.

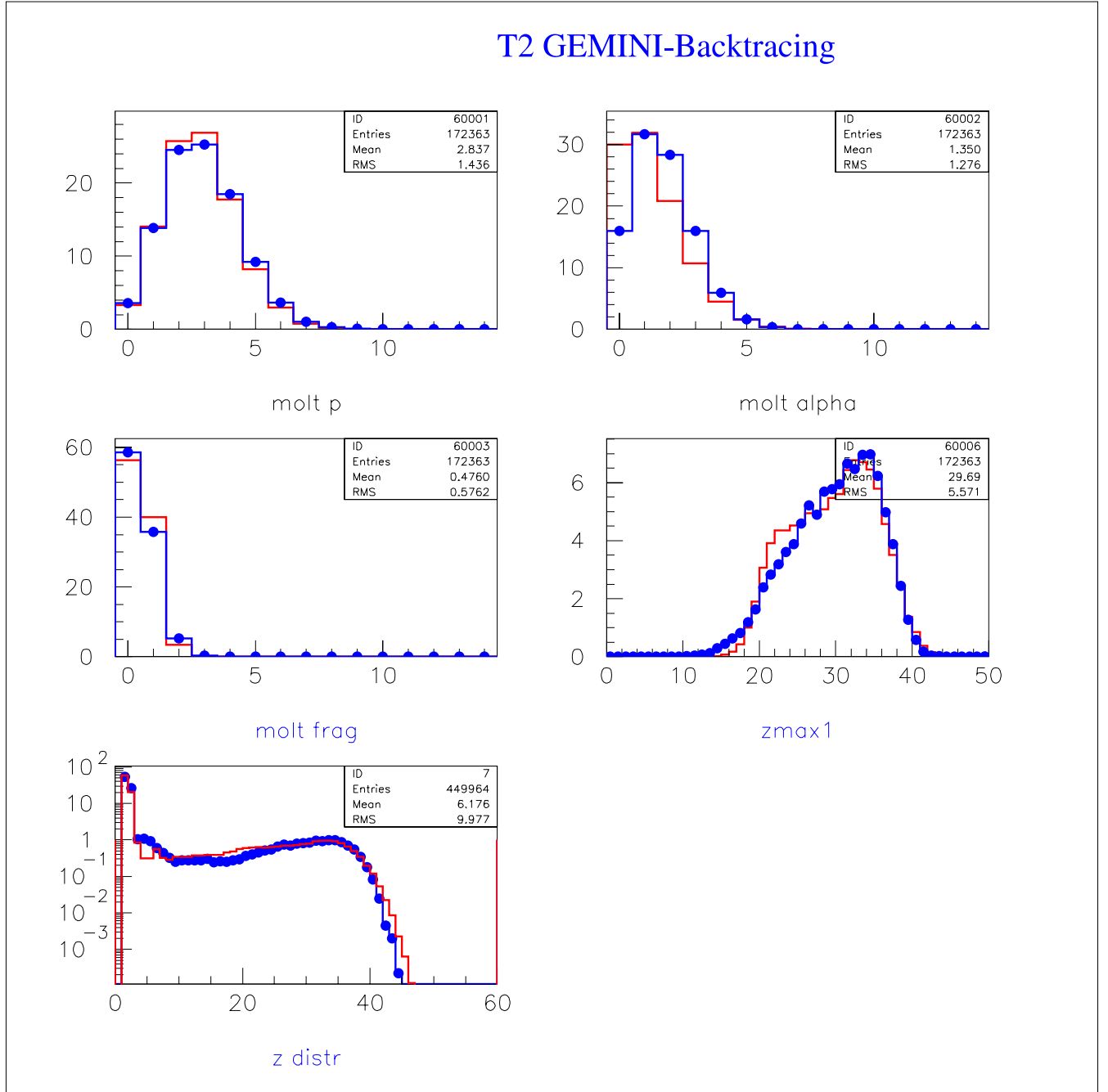


FIG. 5.19 – Comparaison entre les données de la tranche T2 de l'Aluminium et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.

En particulier, dans le tableau (5.19) nous avons les valeurs moyennes des variables des sources et dans le tableau (5.20) celles des observables comparées aux données expérimentales et utilisées comme contraintes pour le test de Kolmogorov.

TAB. 5.19 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T3 de l'Aluminium, pour différents choix d'observables.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	$L_0 \hbar$
Exp	44.01 ± 4.81	98.74 ± 10.91	3.68 ± 1.04	-
zmax1	41.92 ± 4.35	97.95 ± 7.01	2.80 ± 0.80	35.78 ± 16.16
zmax1, m_{frag}	41.93 ± 4.07	100.20 ± 5.78	2.89 ± 0.82	37.03 ± 17.08
zmax1, m_{frag}, m_α	47.58 ± 1.64	102.60 ± 3.52	3.56 ± 0.78	44.28 ± 16.57
zmax1, m_{frag}, m_p	44.45 ± 2.09	100.60 ± 5.24	3.28 ± 0.73	37.15 ± 17.70
zmax1, m_{frag}, m_α, m_p	45.77 ± 1.66	103.30 ± 3.75	3.24 ± 0.78	52.08 ± 13.86
zmax1, $m_{frag}, m_\alpha, m_p, Z_{dstr}$	45.94 ± 2.48	107.80 ± 6.51	3.56 ± 0.93	47.87 ± 16.64

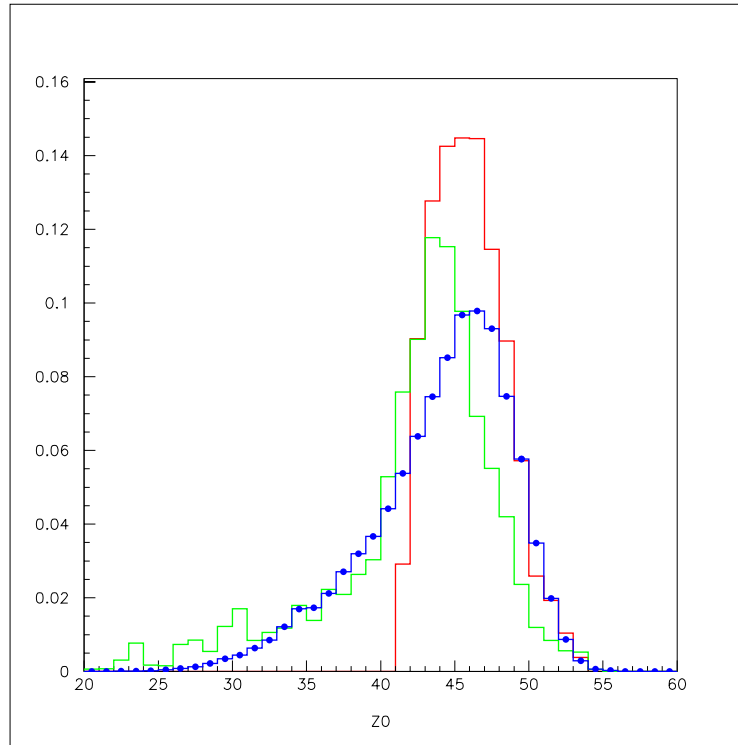


FIG. 5.20 – Distributions de charge des sources prévues par le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables : en rouge la distribution non filtrée; en verte la distribution filtrée et en bleu la distribution expérimentale. Tranche T3.

Si nous comparons les valeurs moyennes des distributions simulées de charge et masse qui figurent dans le tableau (5.19) à la valeur expérimentale, nous voyons qu'il y a une petite différence, autour de 4-5%. Cette différence est plus grande sur la valeur moyenne de la distribution en énergie d'excitation, d'environ 15%.

En ce qui concerne le moment angulaire ses valeurs sont en accord avec celles obtenues

TAB. 5.20 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec Gemini pour la tranche T2 de l'Aluminium, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	3.33 ± 1.60	2.43 ± 1.46	0.66 ± 0.70	28.94 ± 5.77
zmax1	2.78 ± 2.59	0.94 ± 1.12	0.44 ± 0.55	28.53 ± 5.41
zmax1, m_{frag}	2.42 ± 2.28	0.94 ± 1.14	0.48 ± 0.55	28.42 ± 5.47
zmax1, m_{frag},m_α	4.94 ± 2.05	1.62 ± 1.36	0.48 ± 0.59	28.16 ± 5.23
zmax1, m_{frag},m_p	3.30 ± 1.47	1.24 ± 1.23	0.48 ± 0.57	28.57 ± 4.42
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	3.43 ± 1.55	1.54 ± 1.36	0.49 ± 0.58	28.39 ± 5.08
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	3.24 ± 1.53	1.47 ± 1.34	0.51 ± 0.59	28.65 ± 5.61

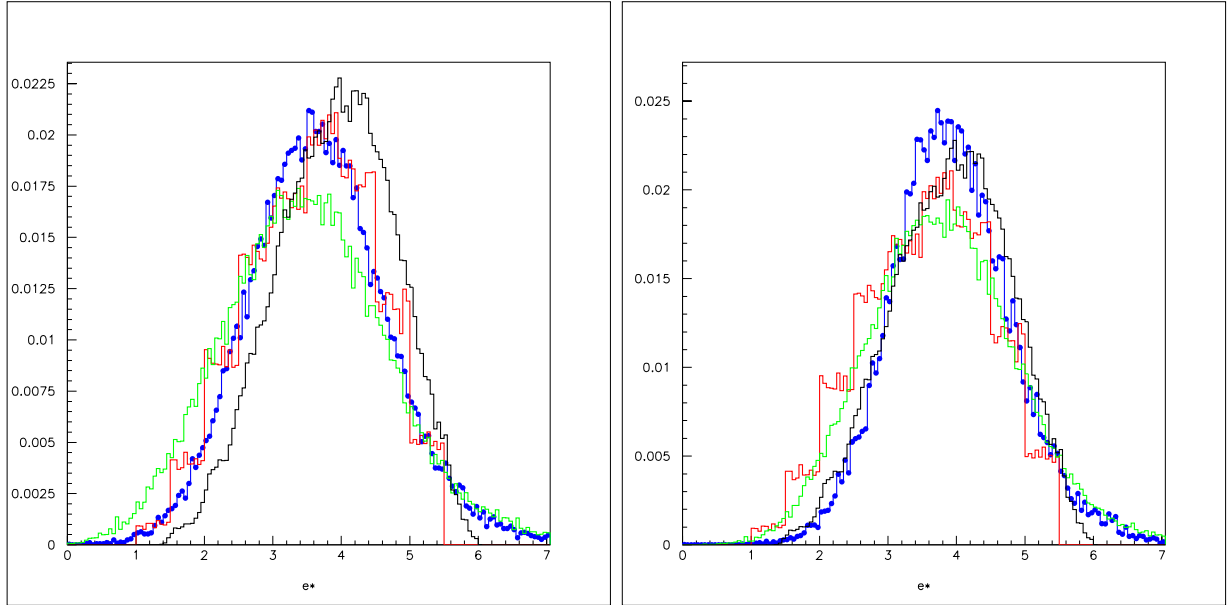


FIG. 5.21 – Distributions de charge et d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing Gemini pour la tranche T3 de l'Aluminium avec contrainte sur les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales.

TAB. 5.21 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec Gemini pour la tranche T3, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
Exp	43.99 ± 4.81	3.68 ± 1.04	3.95 ± 0.89
Gemini non filtré	45.94 ± 2.48	3.91 ± 0.85	3.91 ± 0.85
Gemini filtré	41.79 ± 6.80	3.51 ± 1.24	3.82 ± 1.10

pour le Magnésium. La valeur moyenne est d'environ $\langle L \rangle \sim 42 \hbar$.

Les valeurs moyennes simulées et expérimentales des observables dans le tableau (5.20), sauf pour les multiplicités des fragments et des alphas, sont en bon accord.

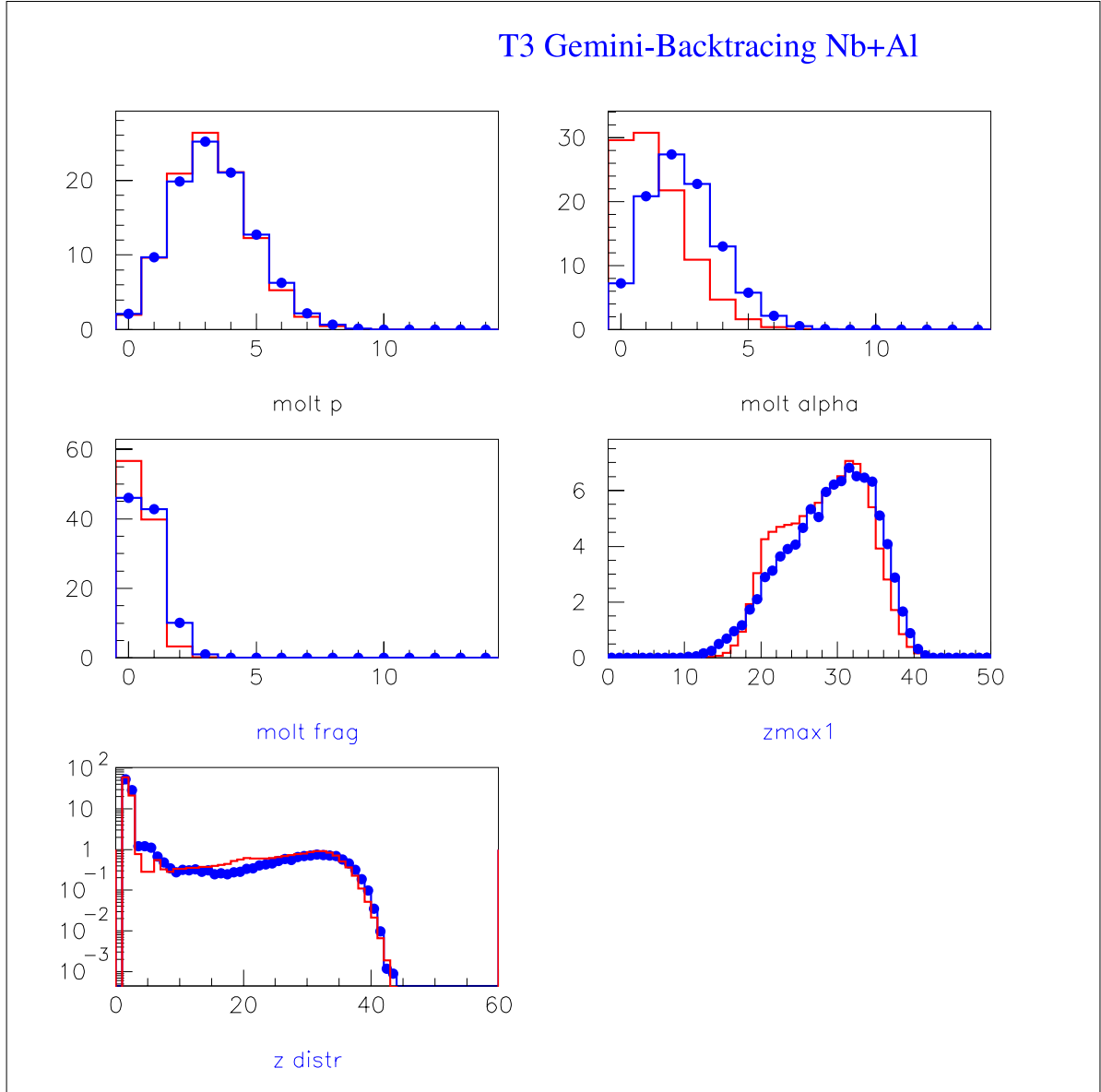


FIG. 5.22 – Comparaison entre les données de la tranche T3 de l'Aluminium et le backtracing Gemini avec contrainte sur les 5 observables.

Les figures (5.20) et (5.22) sont relatives à l'essai contraint avec les cinq observables. La figure (5.20) montre la comparaison des distributions de charge de source : en bleu les données, en rouge la courbe non filtrée simulée et en vert la courbe filtrée. Nous pouvons lire les valeurs moyennes relatives à chaque courbe dans le tableau (5.21).

L'accord entre les donnée et le modèle est au 5% près pour la charge de la source.

Dans la figure (5.21) nous montrons les distributions en énergie d'excitation. Toujours du tableau (5.21) nous pouvons déduire un accord entre les courbes filtrées (en vert) et celle expérimentales (en bleu) : pour le filtre avec les masses Veda nous trouvons 4.6% près et pour les filtre avec les masses Epax nous trouvons 3.3% près.

La figure (5.22) montre la comparaison données-simulations. Nous remarquons que l'excès de fragments est toujours présent dans la distributions du résidu et que la multiplicité des alphas est sous-estimée encor plus que pour les autres tranches.

5.5 Discussion sur les résultats.

Les résultats que nous avons examinées dans le paragraphe précédent sont assez satisfaisants : il y a un bon accord entre les observables que nous avons utilisées pour caractériser la décroissance d'une source dont la taille et l'énergie sont comparables aux valeurs expérimentales mesurées.

Les distributions de backtracing trouvées mettent en évidence l'existence d'une seule distribution de sources pour chaque tranche en attestant ainsi que le corps des données sélectionné est homogène par rapport au mécanisme observé.

Nous pouvons donc conclure que le corps des données est globalement bien décrit par une source statistique. La température, pour chaque tranche, de cette source est : $T_{T1} = 3.55 \pm 0.90$ MeV, $T_{T2} = 4.54 \pm 0.81$ MeV et $T_{T3} = 5.19 \pm 0.74$ MeV.

Les valeurs moyennes du moment angulaire restent proches, pour chaque tranche, d'environ $L \sim 40\hbar$, et cela est cohérent avec les valeurs trouvées dans la littérature et avec l'existence d'une zone dite de plateau dans laquelle la valeur du moment angulaire est presque constante [STE01],[HAD96].

Nous avons aussi observé, dans les comparaisons entre les observables expérimentales et celles simulées, qu'il y a des discordances communes et systématiques aux trois tranches et aux deux systèmes. En effet, nous avons remarqué que la multiplicité des particules alpha reste toujours sous-estimée et, également, que le nombre des fragments est surestimé par le modèle et que cela affecte la distribution du résidu de manière à donner un pic (plus ou moins évident, selon les tranches) entre $Z=20$ et $Z=30$, qui n'existe pas dans les données. Cet excès des fragments affecte aussi, avec évidence, la distribution totale de charge. Ce pic spurieux autour de $Z=25$ (dans la distribution de charge du résidu) est intrinsèque au modèle et ne dépend pas de la superposition des sources propre à la procédure de backtracing. Ceci est démontré par le fait que si le canal d'émission de fragments est inhibé dans le modèle le pic disparaît. Il semble donc que la probabilité relative d'émission de fragments par rapport aux particules alphas soit surestimée par le modèle.

La largeur de décroissance est sensible, à travers la densité des états dû noyau résidu (Z_2, A_2), au paramètre densité de niveau, a . Il a été récemment observé sur d'autres données expérimentales [CHA2003] qu'un paramètre de densité de niveau constant n'arrive pas à reproduire la forme et le nombre des particules pour toutes les énergies incidentes.

Il serait très intéressant de vérifier si une prise en compte de la dépendance en énergie d'excitation du paramètre densité de niveau a pourrait améliorer la reproduction des données.

Afin de comprendre dans quelle mesure les différences observées peuvent être attribuées au mécanisme de décroissance, ainsi que pour valider les valeurs extraites du backtracing des sources thermiques, le prochain chapitre sera dédié à l'étude des comparaisons avec le modèle statistique SMM.

Chapitre 6

La technique de backtracing appliquée à SMM

6.1 Introduction

Lorsque l'énergie d'excitation est de l'ordre de 1 MeV/nucléon le mécanisme principal de désexcitation consiste dans l'évaporation du Noyau Composé ou dans sa fission et le temps entre deux émissions successives est assez long pour permettre au Noyau Composé d'atteindre un nouvel équilibre.

Pour des énergies d'excitation plus élevées, vers 3 MeV/nucléon, le temps entre deux émissions devient plus court, du même ordre de grandeur que celui du temps de relaxation et le mécanisme de décroissance séquentielle n'est plus compatible avec cette nouvelle échelle en temps.

L'énergie moyenne d'excitation calculée avec la calorimétrie donne 2.5 MeV/nucléon pour la tranche T2 et environ 3.4 MeV/nucléon pour la tranche T3.

T2 se situe au dessous du seuil de multifragmentation tandis que T3 se trouve à sa limite. En outre, nous avons vu dans le chapitre 4, pour la tranche T3, des signes d'affaiblissement du caractère binaire du mécanisme de décroissance.

Nous allons alors conduire une étude avec SMM afin de comprendre dans quelle mesure les différences remarqués avec Gemini sont liées au mécanisme de décroissance et aussi dans l'espoir, pour la tranche T3, de pouvoir mettre en évidence un indice de décroissance soudaine.

6.2 Le code SMM

SMM est un code qui décrit la décroissance d'une source à l'équilibre thermodynamique par multifragmentation. Il est aussi connu comme le Modèle de Copenhague [BON95] pour le différencier de celui de Berlin [GRO97]. Les deux écoles, de Berlin et de Copenhague, utilisent des ensembles statistiques différents, c'est cela qui constitue une des principales

différences : celle de Copenhague se base sur un ensemble canonique et celle de Berlin sur un ensemble microcanonique.

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 5, le point de départ des Théories Statistiques est l'indépendance de la décroissance du système de sa formation initiale : le système n'a pas d'histoire (en tout cas il serait compliqué de suivre dynamiquement son évolution). L'hypothèse fondamentale est que le système a atteint un état d'équilibre : la densité des états dans la configuration finale est un paramètre important.

L'hypothèse de départ est ici la formation d'un système intermédiaire excité qui s'étend et se partage en fragments; ces fragments primaires excités se dés excitent ensuite en donnant lieu à une distribution de produits de réaction.

Le système intermédiaire est caractérisé par un volume V , une énergie d'excitation E_0 , un nombre A_0 de nucléons et une charge totale Z_0 et, à cause de la pression interne due à son énergie d'excitation et à la compression, il subit une expansion qui lui permet de se refroidir. Si la pression interne n'est pas assez grande pour emmener le système à la cassure, celui-ci pourra subir diverses oscillations avant de décroître par simple évaporation, ayant alors perdu beaucoup de son énergie d'excitation par résonances géantes.

Pendant l'expansion on peut imaginer qu'il y ait des échanges de masse, charge et énergie entre les diverses parties du système de façon qu'il atteigne un équilibre thermodynamique partiel, avant sa cassure.

L'instant auquel les préfragments sont assez éloignés l'un de l'autre de façon telle que la force nucléaire cesse d'intervenir est appelé "freeze-out". À partir de ce moment les fragments se propagent sous l'influence du champ coulombien et ils dépensent leur énergie par cassure secondaire. Expérimentalement on observe les produits de réaction qui proviennent de ces fragments secondaires.

Dans le modèle statistique la probabilité relative d'un état final est proportionnelle au nombre d'états finaux microscopiques qui emmènent à cet état final. Les divers groupes d'états finaux sont appelés partitions. Ils sont caractérisés par la charge, la masse, l'énergie d'excitation de chaque préfragment. Les partitions sont donc gouvernées par le poids statistique, calculé par la méthode Monte-Carlo dans l'ensemble statistique constitué par A_0 nucléons et M fragments afin de sélectionner les partitions les plus probables générées dans le cadre de l'approximation grand-canonique (on fixe le nombre baryonique et la charge du système).

Or, l'équilibre thermique est défini par une température commune qui assure l'équipartition de l'énergie sur tous les degrés de liberté disponibles. Dans l'ensemble canonique la température, le nombre baryonique et la charge sont fixés tandis que l'énergie totale varie de partition à partition. La température constante est associée à un bain thermique et le système étudié est considéré comme une partie d'un système plus grand qui est en équilibre thermique avec lui-même.

Une fois déterminées les masses des fragments, leur charge et leur multiplicité (c'est-à-dire que l'on a sélectionné la partition la plus probable), il est alors possible de calculer leurs énergies d'excitation et les moments. Il faut d'abord connaître la température T_f , relative à une partition f , à l'équilibre à travers le calcul microcanonique (qui diffère très peu par rapport à un calcul canonique) et alors il est possible d'avoir l'énergie d'excitation

de chaque fragment :

$$E_{AZ}^*(T_f) = E_{AZ}(T_f) - E_{AZ}(0) = \frac{T_f^2}{\epsilon_0} A + \left(\beta(T_f) - T_f \frac{d\beta(T_f)}{dT_f} - \beta_0 \right) A^{\frac{2}{3}} \quad (6.1)$$

où β est la valeur de la tension de surface¹, et $\epsilon_0 = \frac{A}{a}$ avec a paramètre de densité de niveau.

Pour les clusters ayant $A < 4$ il n'existe pas d'énergie d'excitation; toutefois, pour prendre en compte les états excités des alphas l'on pose: $E_\alpha^* = \frac{4T_f^2}{\epsilon_0}$.

Si l'on assume l'équilibre thermodynamique, les fragments ont alors une distribution de vitesse isotropique dans le repère du système qui fragmente et leurs énergies cinétiques suivent la statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{dN_{AZ}}{dE} \sim \sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{T_f}\right) \quad (6.2)$$

Les fragments sont générés dans un volume déterminé par la taille de la source et ils ont une énergie cinétique assez élevée qu'ils perdent dans leur propagation sous l'influence de la force mutuelle coulombienne et par mouvement thermique chaotique. Ils sont supposés sphériques et placés dans le volume avec la seule contrainte qu'ils ne se superposent pas et que leur centre soit placé dans le volume de "freeze-out". Cela signifie que le vrai volume est un peu plus grand. Le volume à la cassure est paramétrisé comme: $V = (1 + k)V_0$ où V_0 est le volume de la source à la densité normale $\rho_0 = 0.17$ nucléon/ fm^3 et k indique l'énergie coulombienne supprimée par rapport au volume initiale².

La dernière phase de l'évolution du système est la désexcitation des fragments primaires chauds. Tous les fragments ayant une masse $A < 4$ ne sont pas affectés en ce cas: ils gardent leur nature jusqu'à la fin. Les fragments primaires légers, $A < 16$, dont l'énergie d'excitation est proche de l'énergie de liaison, explosent en petits clusters suivant le mode de multifragmentation dit "Fermi break-up", [FER50]: dans ce cadre les fragments dans leur état final se trouvent à l'état fondamental. Les fragments ayant $A > 16$ se désexcitent par évaporation, dans le cadre de la théorie de Weisskopf [WEI37], qui a été modifiée pour prendre en considération des énergies d'excitation plus élevées et pouvoir traiter des produits de réaction en partant des particules légères (n,p,d etc..) jusqu'à des particules plus lourdes (^{18}O) dans leur état fondamental ou dans leurs états excités stables.

Suivant la théorie statistique de Bohr-Wheeler il est aussi pris en compte la fission, pour des masses $A > 200$. Ce processus est en compétition avec l'évaporation des particules et il continue jusqu'à ce que les résidus soient froids.

Les paramètres d'entrée du programme sont la taille de la source, la charge Z et la masse A , l'énergie d'excitation, le volume de freeze-out et l'énergie radiale. Pour le système considéré, vu que sa taille n'est pas trop importante, nous avons utilisé un volume $V = 2V_0$.

1. La constante $\beta \sim 18$ MeV, est équivalente au coefficient a_s qui figure dans la formule de Bethe-Weissacker de l'énergie de liaison d'un noyau atomique.

2. Par exemple, $k=2$ pour de fragments en configuration serrée et $k=5$ pour une configuration avec très peu de fragments.

L'énergie collective d'expansion doit rendre compte de l'effet de compression lors de la collision entre le projectile et la cible. Elle n'est pas corrélée au processus thermique et elle fait partie de l'énergie d'excitation totale disponible.

Le paragraphe qui suit donne les résultats du backtracing effectué avec SMM pour les sources relatives aux tranches T2 et T3, ayant des énergies d'excitation proches du seuil de multifragmentation.

6.3 Résultats du Backtracing avec SMM

6.3.1 Le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 MeV/nucléon

Nous avons réalisé divers tests de backtracing, en considérant quatre variables source : charge, masse, énergie d'excitation et énergie de rotation de la source. Le volume totale de cassure V est fixé à $V = 2V_0$ où V_0 est le volume de la source à la densité nucléaire normale et nous avons pris en considération une expansion due seulement à l'énergie thermique et à la répulsion coulombienne.

Nous avons utilisé pour la comparaison avec le test de Kolmogorov des différentes combinaisons d'observables expérimentales sélectionnées précédemment : la distribution de charge du résidu, la multiplicité de fragments, protons, des alphas et la distribution de charge de tous les produits chargés pour avoir un maximum de contraintes.

Le backtracing le moins contraignant est celui où nous avons effectué le test de Kolmogorov seulement pour la distribution du résidu : en effet, en supposant que le nombre de protons, des alphas et de fragments, affectés par les coupure en vitesse, peuvent introduire des biais, le résidu est une bonne variable pour éliminer cette incertitude. Toutefois, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la distribution de charge du résidu et la multiplicité des fragment ne suffisent pas dès qu'on veut aussi des réponses sur les multiplicités des protons et des alphas et sur la distribution de charge de tous les produits chargés. C'est pour cette raison que nous avons exécuté la procédure de backtracing pour divers choix d'observables dont il sera donné un résumé tranche par tranche.

Tranche T3

Les tableaux (6.1) et (6.2) montrent les résultats des essais de backtracing effectués pour diverses combinaisons d'observables ainsi que les valeurs moyennes expérimentales pour comparaison.

En particulier, le tableau (6.1) montre les valeurs moyennes des distributions des variables prévues par les divers essais et le tableau (6.2) montre les valeurs moyennes des observables obtenues des simulations de décroissance de ces variables par SMM. D'un examen du tableau (6.1) nous pouvons voir que les valeurs moyennes des distributions non filtrées obtenues avec la procédure de backtracing sont, en général, en accord avec celles expérimentales : à 4% près pour la charge, à 2.5% près pour la masse et à 7% pour l'énergie d'excitation. Seulement l'essai avec comme contrainte la distribution du résidu donne des valeurs un peu au dessus de la moyenne expé-

TAB. 6.1 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T3, pour différentes observables.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	E_0^{rot} MeV/nucl
Exp	45.14 ± 4.10	101.30 ± 9.30	3.37 ± 0.96	-
zmax1	49.59 ± 6.54	106.3 ± 6.38	3.51 ± 0.54	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag}	44.99 ± 3.24	103.5 ± 3.68	3.65 ± 0.39	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag}, m_α	43.23 ± 3.26	90.72 ± 6.11	2.59 ± 0.27	0.23 ± 0.07
zmax1, m_{frag}, m_p	45.46 ± 2.56	102.10 ± 6.33	3.48 ± 0.37	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag}, m_α, m_p	44.74 ± 2.80	101.50 ± 3.89	3.44 ± 0.28	0.20 ± 0.08
zmax1, $m_{frag}, m_\alpha, m_p, Z_{dstr}$	46.75 ± 3.27	104.5 ± 7.55	3.62 ± 0.43	0.25 ± 0.08

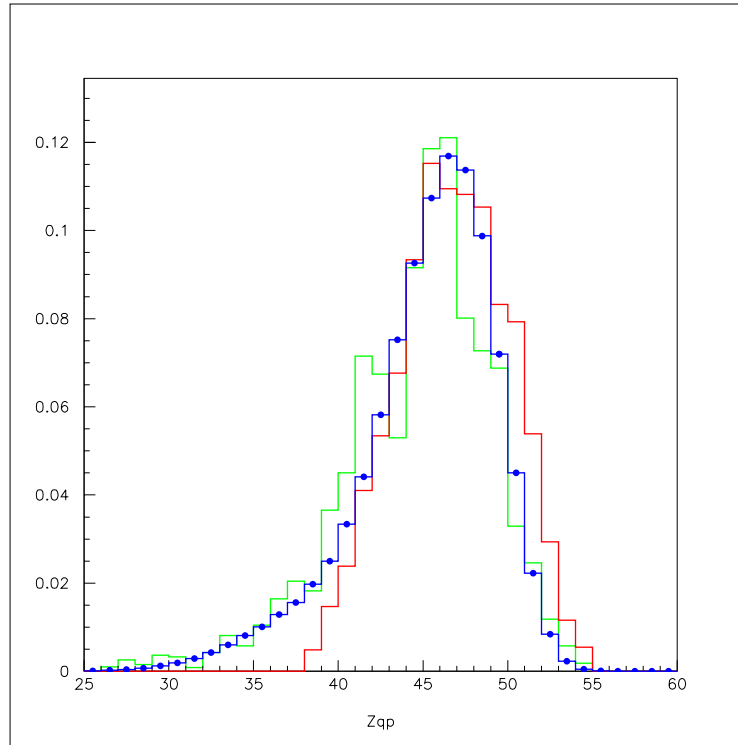


FIG. 6.1 – Distribution de charge de source pour la tranche T3, pour le backtracing SMM avec contrainte sur les 5 observables.

rimentale. Nous remarquons que les distributions des variables de backtracing sont comprises dans la limite des erreurs expérimentales.

De la valeur moyenne de l'énergie de rotation (dont les limites ont été fixées de façon à ne pas dépasser la valeur maximale de L pour cette réaction) $\langle E_0^{rot} \rangle = (0.25 \pm 0.08)$ MeV/nucléon, nous déduisons une valeur moyenne pour le moment angulaire de \langle

TAB. 6.2 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T3, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	3.05 ± 1.49	2.47 ± 1.46	0.65 ± 0.69	30.49 ± 5.68
zmax1	5.02 ± 3.66	1.75 ± 1.45	0.87 ± 0.81	30.51 ± 4.77
zmax1, m_{frag}	2.86 ± 1.85	1.61 ± 1.34	0.74 ± 0.72	30.89 ± 4.19
zmax1, m_{frag},m_α	5.24 ± 2.00	2.10 ± 1.51	0.42 ± 0.56	30.09 ± 4.31
zmax1, m_{frag},m_p	3.04 ± 1.44	1.68 ± 1.37	0.75 ± 0.72	31.15 ± 4.10
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	3.10 ± 1.52	1.82 ± 1.35	0.82 ± 0.73	30.73 ± 4.01
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	3.15 ± 1.55	1.85 ± 1.44	0.88 ± 0.79	30.69 ± 4.76

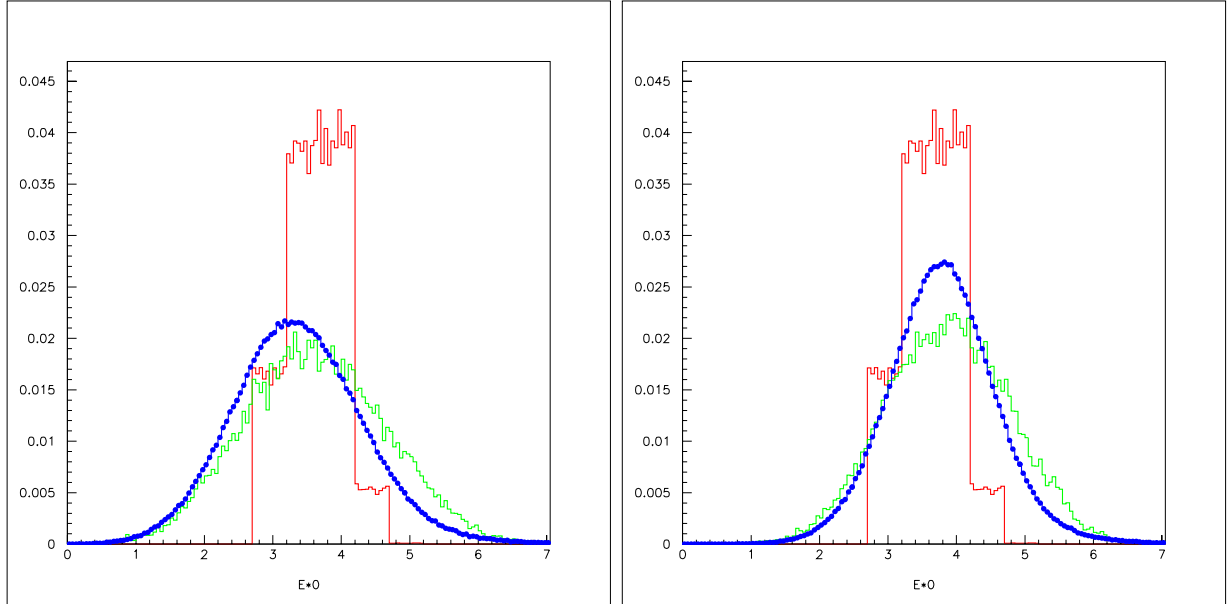


FIG. 6.2 – Distributions d'énergie d'excitation de la source prévues par le backtracing SMM pour la tranche T3 avec contrainte sur les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales.

TAB. 6.3 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T3, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucI Veda	ϵ_0^* MeV/nucI Epax
Exp	45.14 ± 4.15	3.37 ± 0.96	3.80 ± 0.80
SMM non filtré	46.75 ± 3.27	3.62 ± 0.43	3.62 ± 0.43
SMM filtré	44.58 ± 4.52	3.63 ± 1.06	3.88 ± 0.92

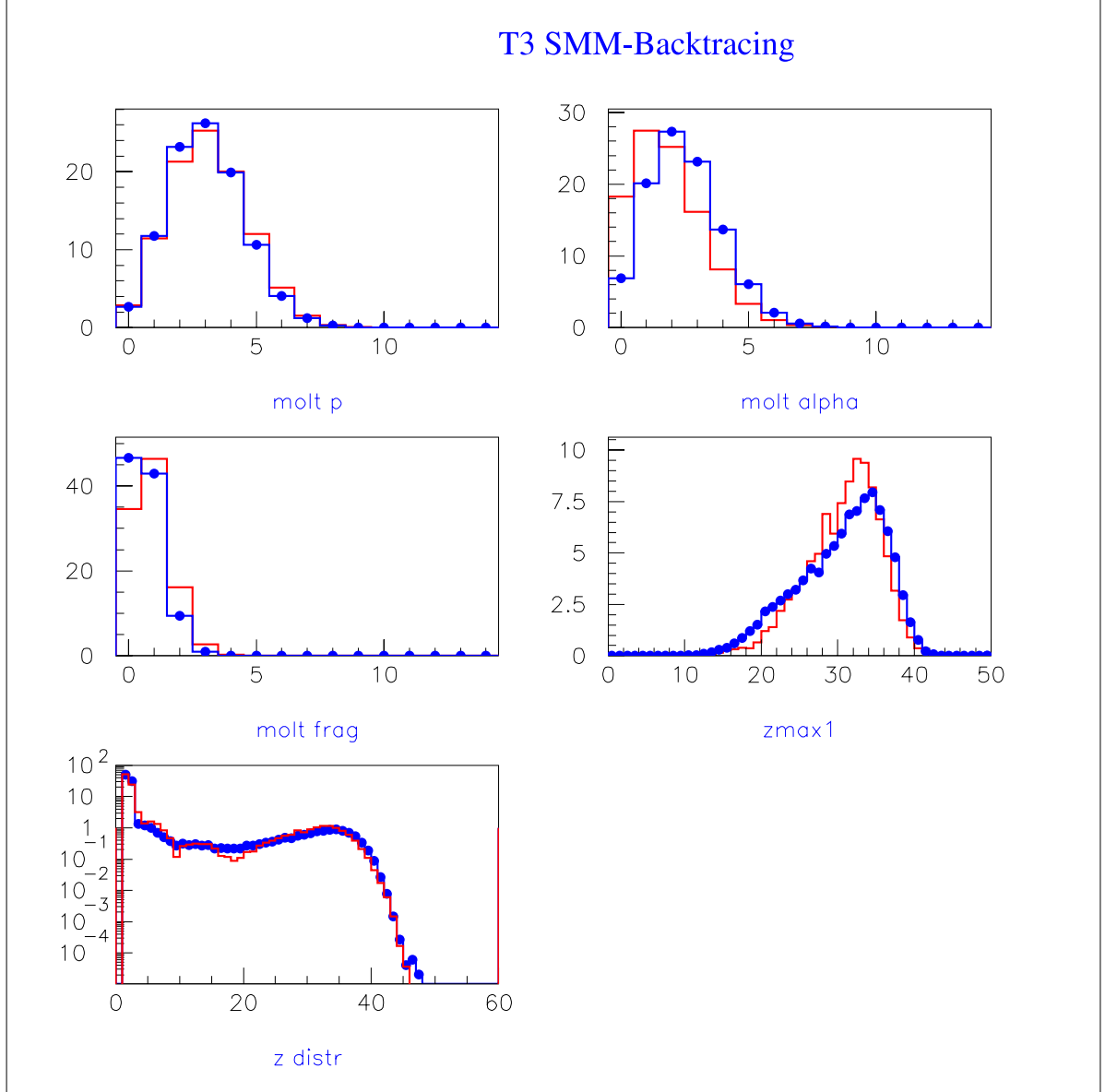


FIG. 6.3 – Comparaison entre les données de la tranche T3 et le backtracing SMM avec contrainte sur les 5 observables.

$L_0 \geq (40.83 \pm 7.52)\hbar$, qui est du même ordre de grandeur que la valeur prévue avec Gemini. Notons que l'incertitude est d'environ moitié que la largeur obtenue pour la distribution du moment angulaire avec Gemini³.

Le tableau (6.2) illustre les valeurs moyennes des observables et nous voyons que, en

3. La largeur plus réduite dans le cas de la distribution en énergie de rotation est due à la plage restreinte de variation de cette variable lors de la procédure de backtracing à cause de contraintes de temps informatique.

général, la valeur moyenne est bien reproduite (ou quand même plus proche, pour le cas des alphas) dès que sa distribution de multiplicité fait partie des contraintes. Nous remarquons un bon accord pour la valeur moyenne de la distribution de charge du résidu.

Les figures (6.1) à (6.3) sont relatives aux résultats d'un backtracing où le test de Kolmogorov était contraint avec les cinq observables, qu'on montre comme exemple. La figure (6.1) montre les distributions de charge expérimentale (en bleu) et celles non filtrée (en rouge) et filtrée (en vert). Les valeurs moyennes, ainsi que les largeurs relatives, figurent dans le tableau (6.3). De ce dernier nous pouvons en déduire un accord sur les valeurs moyennes expérimentale et de la distribution filtrée, à 1.2% près. Nous pouvons aussi noter que les largeurs sont comparables car la distributions filtrée a acquis la même allure que celle expérimentale à cause d'une diminution de tailles des sources due à une perte des particules à travers les zones mortes du détecteur.

La figure (6.2) montre les distributions en énergie d'excitation filtrée pour les masses Veda, à gauche, et filtrée pour les masses Epax, à droite. Toujours du tableau (6.3) on en déduit un accord à 8% près pour la courbe relative au calcul avec les masses Veda et 2% près pour celle évaluée avec les masses Epax.

Comme nous l'attendions la distribution de l'énergie d'excitation simulée filtrée est affectée par la largeur calorimétrique comme celle expérimentale: elle est plus large et aussi que sa valeur moyenne a subi un déplacement vers des valeurs plus faibles.

Les distributions sont bien contenues toutefois dans l'intervalle expérimental.

La figure (6.3) montre la comparaison entre les données et la simulation issue de ce backtracing. Nous pouvons observer que l'accord est bon pour la distribution des produits chargés et pour la multiplicité des protons.

Toutefois, la multiplicité des particules alphas reste sous-estimée tandis que la distribution de charge du résidu montre un creux entre environ $Z=18$ et $Z=26$ et, inversement, un excès pour $Z=28$ à $Z=35$.

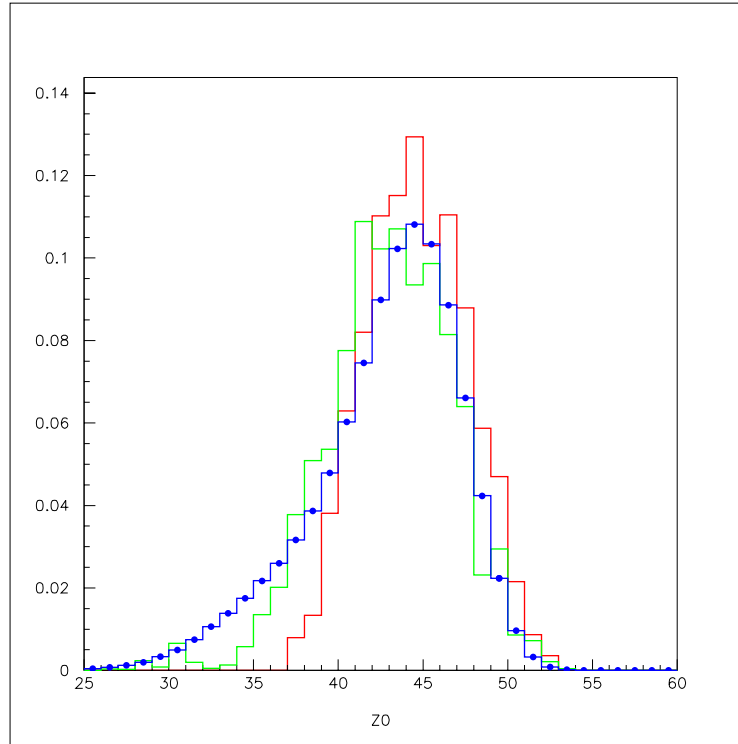
Tranche T2

Nous avons traité les données de la tranche T2 de façon analogue à ce que déjà vu pour la tranche T3. Les tableaux (6.4) et (6.5) montrent les résultats de quelques essais de backtracing effectués avec SMM pour cette tranche. Dans le tableau (6.4) figurent les valeurs moyennes des distributions de source (charge, masse, énergie d'excitation et énergie de rotation) ainsi que les valeurs moyennes expérimentales correspondantes. Le tableau (6.5) compare les valeurs moyennes des multiplicités des particules légères et des fragments, ainsi que celle de la distribution de charge du résidu, expérimentales et simulées par le backtracing.

Si nous fixons l'attention sur le tableau (6.4), nous pouvons noter que les valeurs

TAB. 6.4 – *Resultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2, pour différentes observables.*

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	E_0^{rot} MeV/nucl
Exp	42.83 ± 4.30	96.03 ± 9.79	2.58 ± 0.92	-
zmax1	45.95 ± 4.87	102.30 ± 6.92	2.94 ± 0.43	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag}	46.83 ± 4.00	98.13 ± 4.90	2.77 ± 0.43	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_α	48.45 ± 3.76	99.46 ± 4.53	2.76 ± 0.35	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_p	43.45 ± 2.00	99.65 ± 5.02	3.17 ± 0.31	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	44.14 ± 1.99	100.70 ± 4.97	3.22 ± 0.29	0.25 ± 0.08
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	44.62 ± 3.00	102.70 ± 7.89	3.37 ± 0.51	0.25 ± 0.08

FIG. 6.4 – *Distributions de charge des sources : expérimentale en bleu, non filtrée en rouge et filtrée en vert, pour la tranche T2 et pour le backtracing SMM contraint par 5 observables.*

moyennes données par le backtracing pour les distribution en charge et masse des sources sont comprises dans la limite des erreurs expérimentales. Toutefois nous remarquons la tendance des valeurs moyennes à être surestimées de 1-13 % pour la charge et 7-24% pour l'énergie d'excitation.

La valeur moyenne pour le moment angulaire évalué depuis l'énergie de rotation est :

TAB. 6.5 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	2.66 ± 1.40	1.80 ± 1.24	0.43 ± 0.59	31.95 ± 5.46
zmax1	5.45 ± 3.01	1.66 ± 1.42	0.66 ± 0.71	32.38 ± 4.30
zmax1, m_{frag}	5.36 ± 3.14	1.47 ± 1.31	0.48 ± 0.80	32.60 ± 3.98
zmax1, m_{frag},m_α	5.98 ± 3.00	1.62 ± 1.35	0.54 ± 0.63	32.60 ± 4.17
zmax1, m_{frag},m_p	2.66 ± 1.39	1.44 ± 1.25	0.49 ± 0.60	32.82 ± 3.78
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	2.76 ± 1.36	1.52 ± 1.29	0.53 ± 0.62	32.78 ± 3.50
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	2.66 ± 1.39	1.55 ± 1.30	0.61 ± 0.69	32.55 ± 4.14

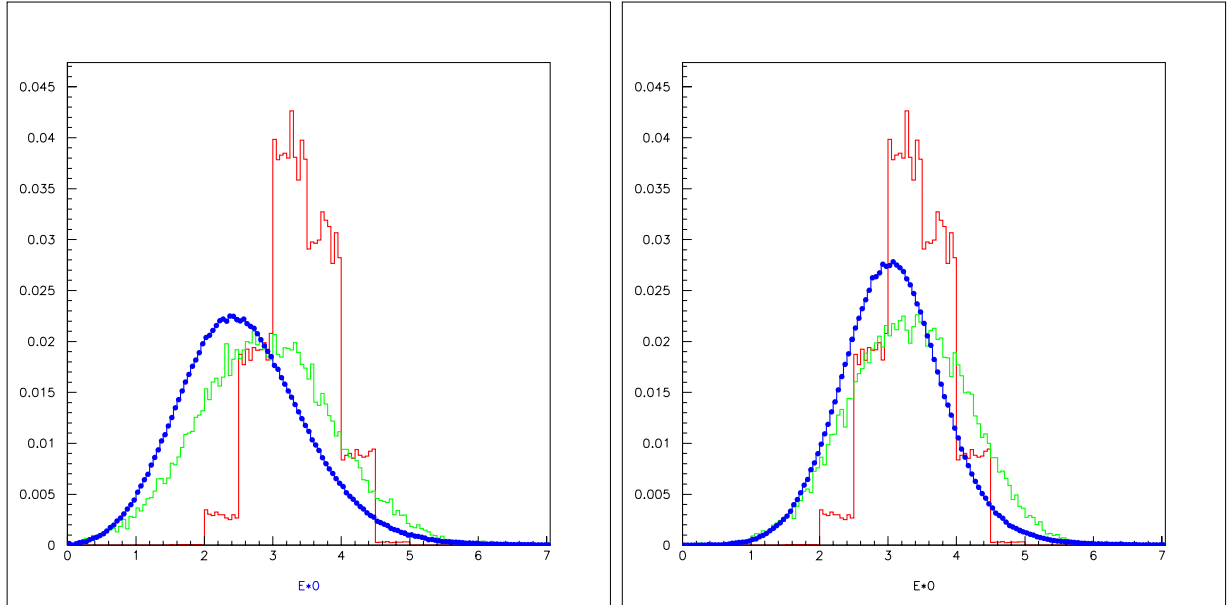


FIG. 6.5 – Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing SMM avec contrainte sur les 5 observables pour la tranche T2. En bleu les distributions expérimentales, en vert les courbes filtrées avec les masses Veda (gauche) et avec les masses Epax (droite).

$\langle L \rangle = 39.88 \pm 7.40\hbar$, du même ordre de grandeur que celle obtenues avec Gemini. Pour les valeurs qui figurent dans le tableau (6.5), on trouve que les valeurs moyennes des multiplicités des protons sont en accord raisonnable dès que leur distribution est explicitement incluse comme contrainte pour le test de Kolmogorov. On remarque que les alphas restent sous-estimés et, inversement, les fragments sont surestimés. La valeur moyenne du résidu, observable toujours présente comme contrainte, ne change pas beaucoup et sa valeur moyenne est à une unité près de celle expérimentale.

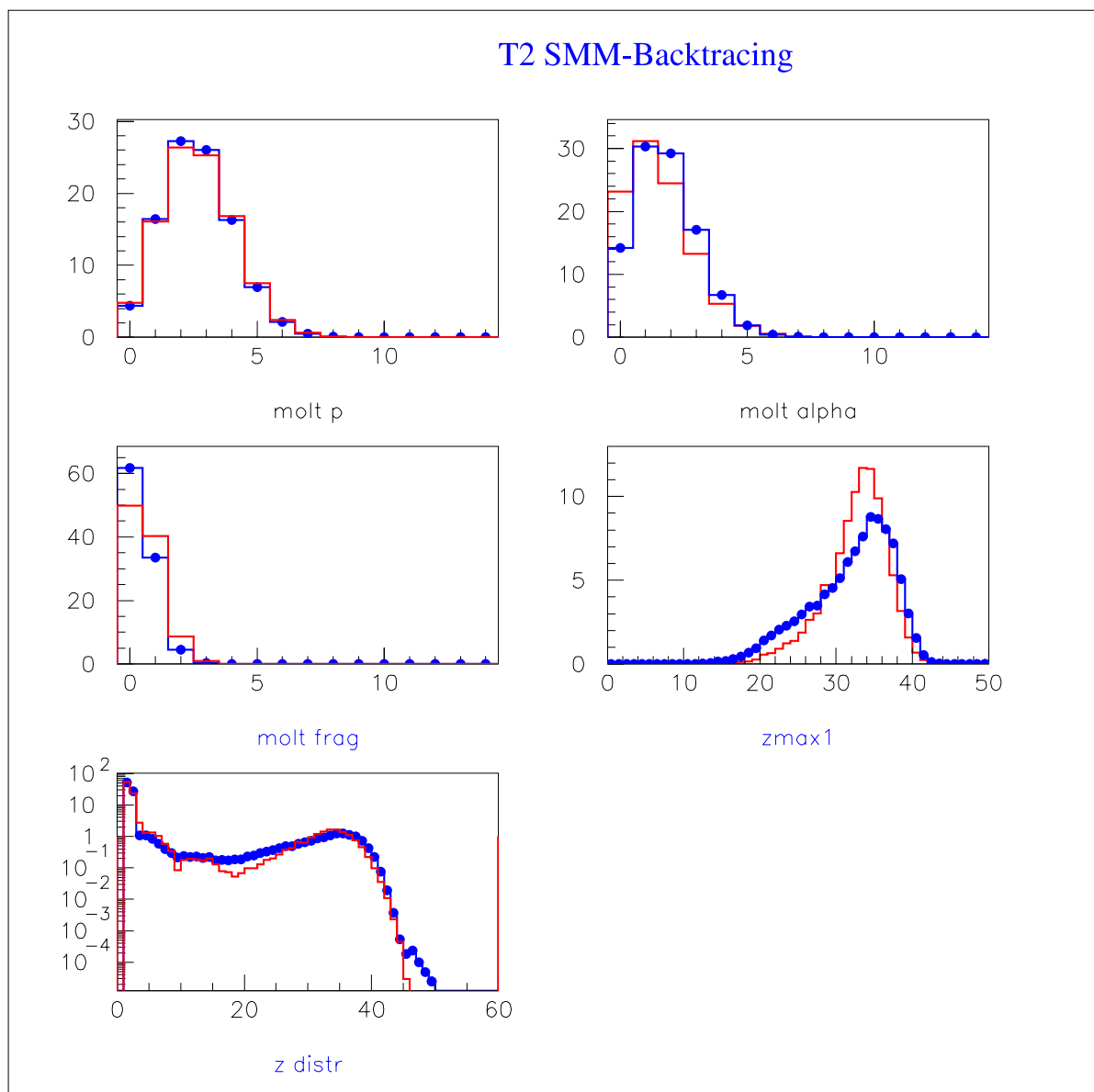


FIG. 6.6 – Comparaison entre les données de la tranche T2 et le backtracing SMM contraint par 5 observables.

L'essai ci de suite présenté est réalisé avec le maximum possible de contraintes : on a utilisé les cinq observables.

La figure (6.4) montre la distribution de charge des source : en bleu les donnée, en rouge la distribution non filtrée et en vert celle corrigée pour l'efficacité du détecteur. Du tableau (6.6) qui donne les valeurs moyennes et les largeurs des variables de source, il est possible d'en déduire un très bon accord à 0.3% près.

La figure (6.5) montre les distribution en énergie d'excitation : en rouge la courbe

TAB. 6.6 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T2, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucl Veda	ϵ_0^* MeV/nucl Epax
<i>Exp</i>	42.83 ± 4.31	2.58 ± 0.93	3.07 ± 0.77
<i>SMM non filtré</i>	44.62 ± 3.00	3.37 ± 0.51	3.37 ± 0.51
<i>SMM filtré</i>	42.96 ± 3.86	2.91 ± 0.99	3.30 ± 0.87

non filtrée, en vert les courbes filtrées: à gauche la courbe en énergie d'excitation évaluée avec les masses Veda et à droite la même variable {évaluée avec les masses Epax. Les courbes respectives d'énergie d'excitation expérimentales sont en bleu. Du tableau (6.6) il est possible déduire un accord à 12.8% près pour la courbe filtrée avec les masses Veda et à 7.5% près pour celle filtrée avec les masses Epax.

La figure (6.6) montre la comparaison entre les données et les simulations de ce backtracing: l'accord est raisonnable bien que moins bon que pour la tranche T3. La distribution de charge du résidu montre les mêmes caractéristiques déjà notées pour la tranche T3. Cela produit une distribution des produits chargés coupée à partir des valeurs de charge $Z=45$ ainsi qu'un creux vers $Z=20$.

6.3.2 Le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

Tranche T3

Le tableau (6.7) montre, pour les différents choix des observables prises en compte pour contraindre le test de Kolmogorov, les valeurs moyennes des distributions des sources obtenues ainsi que les valeurs expérimentales pour comparaison. Le tableau (6.8) montre, pour les mêmes choix des observables, les valeurs moyennes de multiplicités des protons, alphas et fragments et la valeur moyenne de la distribution en charge du résidu, comparées aux valeurs expérimentales.

TAB. 6.7 – Resultats de Backtracing avec SMM pour la tranche T3, pour différentes observables pour les système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	E_0^{rot} MeV/nucl
Exp	43.99 ± 4.81	98.74 ± 10.91	3.68 ± 1.04	-
zmax1	50.01 ± 6.16	105.70 ± 6.93	3.67 ± 0.61	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag}	43.13 ± 2.77	96.44 ± 4.73	3.57 ± 0.44	0.29 ± 0.11
zmax1, m_{frag},m_α	46.09 ± 1.62	98.60 ± 3.88	3.37 ± 0.36	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_p	44.97 ± 1.54	97.54 ± 3.81	3.35 ± 0.26	0.26 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	45.02 ± 0.66	97.38 ± 1.81	3.43 ± 0.22	0.24 ± 0.07
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	46.76 ± 3.66	101.90 ± 8.49	3.63 ± 0.49	0.25 ± 0.08

TAB. 6.8 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing avec SMM pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	3.33 ± 1.60	2.43 ± 1.46	0.66 ± 0.70	28.94 ± 5.77
zmax1	5.00 ± 3.64	1.78 ± 1.46	0.93 ± 0.84	28.95 ± 4.98
zmax1, m_{frag}	2.82 ± 1.70	1.52 ± 1.35	0.70 ± 0.74	29.02 ± 4.12
zmax1, m_{frag},m_α	3.73 ± 1.76	1.84 ± 1.43	0.77 ± 0.71	29.20 ± 4.16
zmax1, m_{frag},m_p	3.33 ± 1.48	1.71 ± 1.38	0.73 ± 0.70	29.46 ± 4.07
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	3.33 ± 1.48	1.78 ± 1.37	0.75 ± 0.72	29.02 ± 4.05
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	3.42 ± 1.50	1.90 ± 1.48	0.88 ± 0.80	29.11 ± 4.94

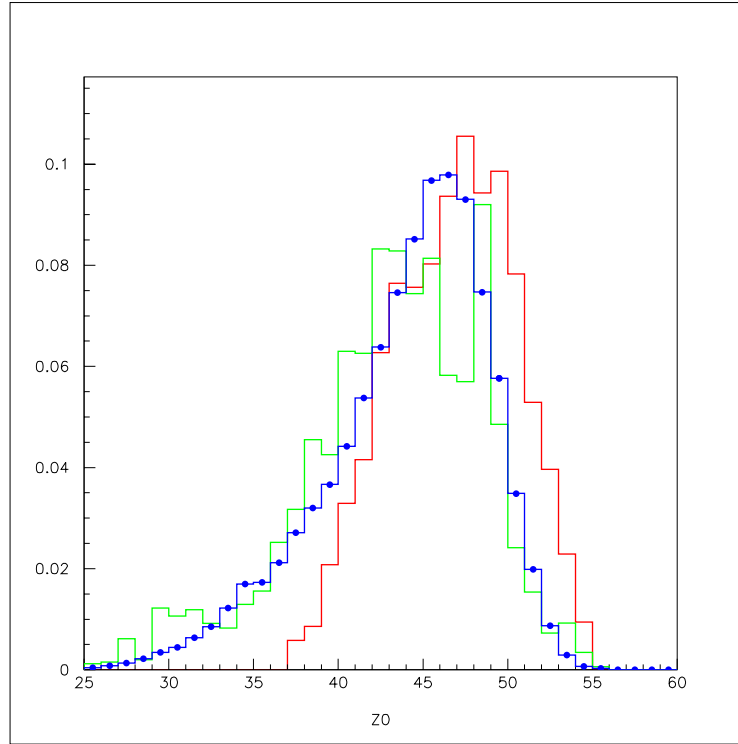


FIG. 6.7 – Distribution de charge de source : en bleu les données, en rouge la distribution non filtrée et en vert celle filtrée, pour la tranche T3 du système Nb+Al et pour le backtracing SMM contraint avec 5 observables.

Il est possible de voir, en regardant le tableau (6.7), que les essais sont en général en accord avec les données pour la taille de la source à 8% près pour la valeur moyenne de la charge et à 3.5% près pour celle de la masse.

Bien que les valeurs moyennes en énergie d'excitation obtenues soient, pour quatre

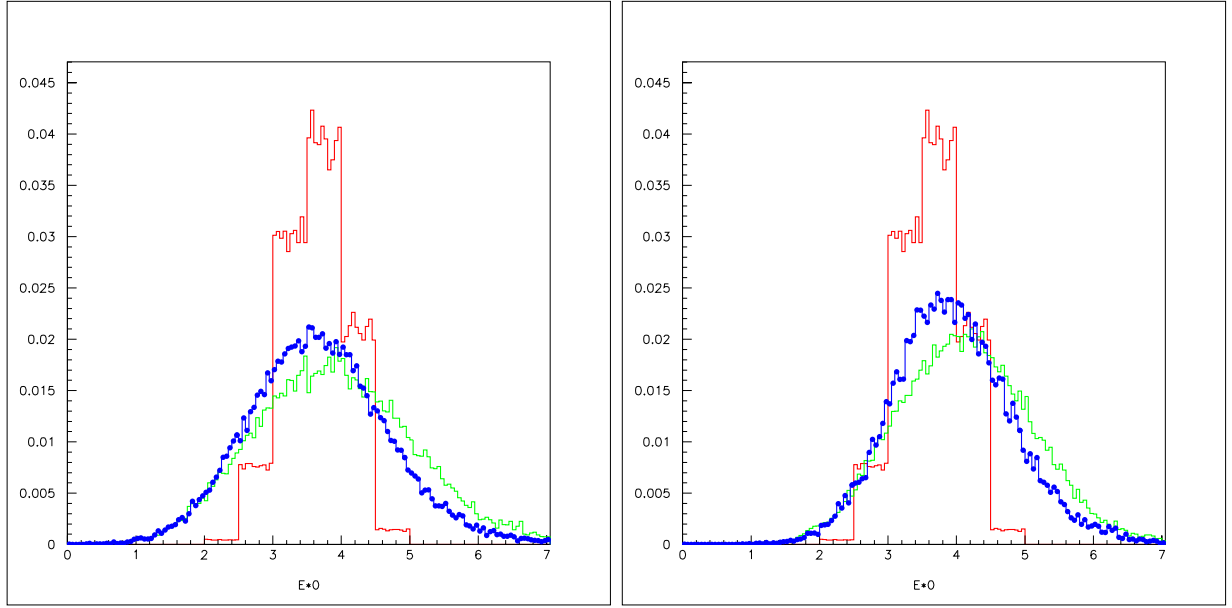


FIG. 6.8 – Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing SMM pour la tranche T3 de l'Aluminium à l'aide des 5 observables. En bleu les distributions expérimentales, en rouge la distribution non filtrée et en vert les distributions filtrées avec les masses Veda et avec les masses Epax.

TAB. 6.9 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T3 du système Nb+Al, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucleon Veda	ϵ_0^* MeV/nucleon Epax
<i>Exp</i>	43.99 ± 4.81	3.68 ± 1.04	3.95 ± 0.89
<i>SMM non filtré</i>	46.76 ± 3.66	3.63 ± 0.49	3.63 ± 0.49
<i>SMM filtré</i>	42.87 ± 5.89	3.96 ± 1.27	4.19 ± 1.12

cas, plus faibles (jusqu'à 9% en moins de la valeur moyenne expérimentale), on est en accord avec les données, les distributions étant toujours comprises dans les distributions expérimentales. Comme pour la tranche T3 du magnésium, on trouve des valeurs moyennes d'énergie de rotation cohérentes et compatibles avec un moment angulaire moyen $\langle L \rangle \sim 20 - 40\hbar$ avec un $\Delta L \sim 5 - 7\hbar$.

Pour l'essai avec les cinq observables on trouve en particulier : $\langle L \rangle = 39.46 \pm 7.41\hbar$, valeur en accord avec la tranche T3 du Magnésium et, à quelque pourcent près, avec la valeur moyenne issue pour la même tranche du backtracing avec Gemini.

Le tableau (6.8) nous apprend que, pour ce qui concerne les valeurs moyennes et les largeurs des distributions du résidu elles sont bien en accord avec les données. Pour les valeurs moyennes des distributions des multiplicités des particules légères, nous voyons que celle des alphas sont toujours sous-estimées. Pour les protons il y

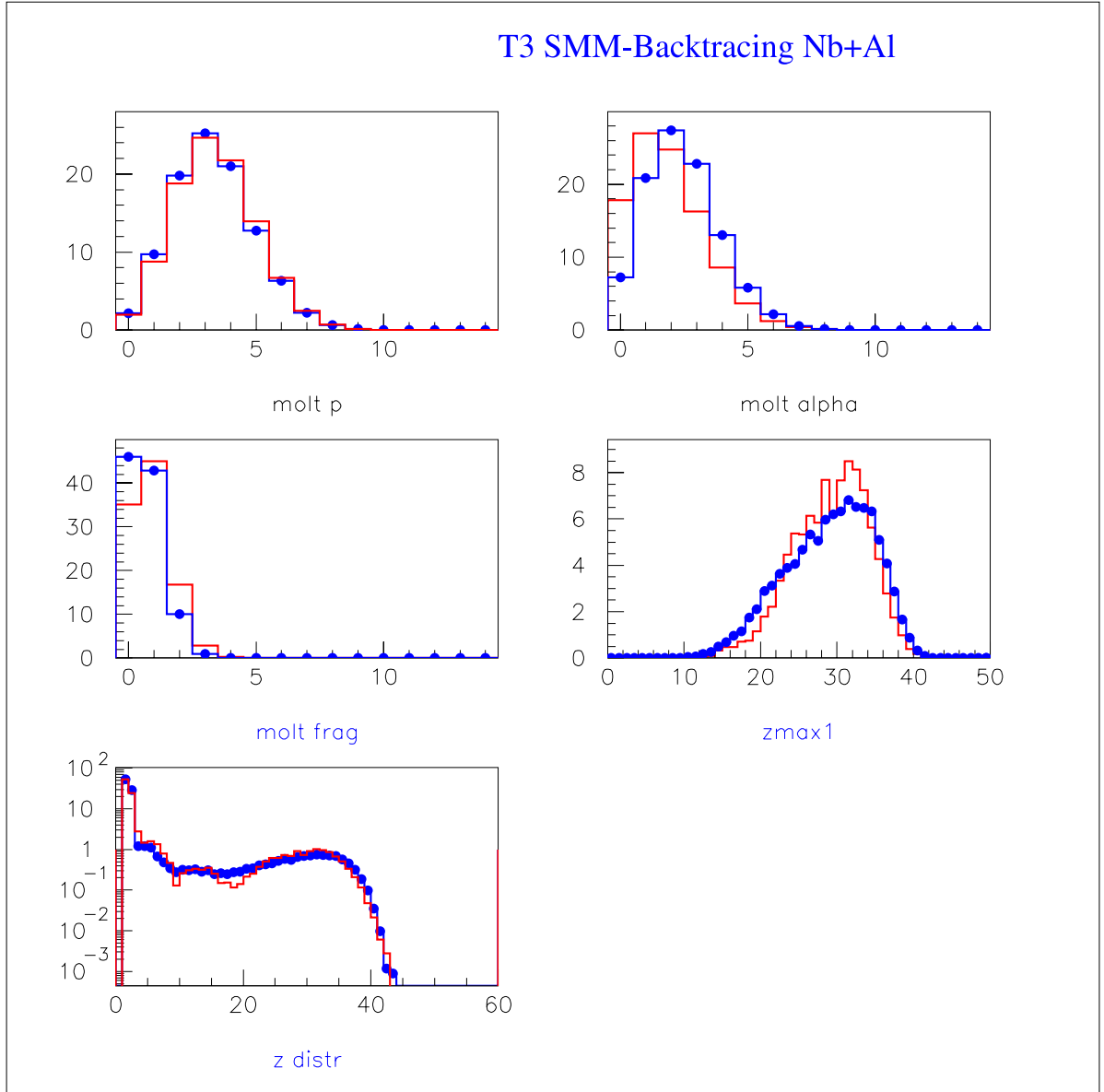


FIG. 6.9 – Comparaison entre les données de la tranche T3 de l'Aluminium et le backtracing SMM contraint avec 5 observables.

a des fluctuations mais les essais où le test de Kolmogorov est contraint avec leur distribution de multiplicité montrent un bon accord avec les données.

Les fragments sont sur estimés de 10% à 36%.

Pour l'essai montré ci dessous nous avons utilisé les cinq observables pour contraindre le test de Kolmogorov.

La figure (6.7) montre les distributions de charge de source : rouge non filtrée, verte filtrée et bleu expérimentale. Le tableau (6.9) illustre les valeurs moyennes des variables

de source pour le trois cas (expérimentale, non filtré et filtré); de ce tableau il est possible en déduire un accord à 2.5% près pour ce qui concerne les valeurs moyennes des distributions expérimentale et filtrée et un bon accord pour les largeurs.

La figure (6.8) montre les distributions en énergie d'excitation : la distribution rouge et relative au backtracing non filtré; les distributions vertes sont relative à la valeur d'énergie d'excitation filtrée avec les masses Veda, à gauche et filtrée avec les masses Epax, à droite. Toujours du tableau (6.9) on en déduit un accord à 7.6% près pour le filtre Veda et 6.1% pour le filtre Epax.

La figure (6.9) montre la comparaison des données de cette tranche avec les résultats des simulations. Nous remarquons un bon accord entre les deux distributions (simulée et expérimentale) de la multiplicité de proton, on note que les alphas sont sous-estimées tandis que les fragments sont sur estimé.

Pour la distribution en charge du résidu sont valables les remarques précédemment faites pour les cas du Magnésium, bien qu'ici l'effet semble moins important.

Tranche T2

TAB. 6.10 – Résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2, pour différents observables pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

Observables	Z_0	A_0	ϵ_0 MeV/nucl	E_0^{rot} MeV/nucl
Exp	41.08 ± 4.99	93.40 ± 11.38	2.83 ± 0.99	-
zmax1	49.76 ± 4.21	100.50 ± 7.13	3.01 ± 0.34	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag}	43.34 ± 4.44	94.62 ± 4.36	2.81 ± 0.32	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_α	46.95 ± 3.59	95.10 ± 4.75	2.86 ± 0.33	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_p	42.98 ± 2.35	94.69 ± 5.66	3.12 ± 0.33	0.25 ± 0.08
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	43.46 ± 2.27	95.67 ± 5.37	3.18 ± 0.32	0.25 ± 0.08
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	43.84 ± 3.64	98.32 ± 9.24	3.42 ± 0.54	0.25 ± 0.08

Le tableau (6.10) compare les valeurs moyennes des distributions des sources obtenues avec le backtracing et les valeurs expérimentales, tandis que le tableau (6.11) montre celles des multiplicité des protons, alphas et fragments et la valeur moyenne de la distribution en charge du résidu.

Du tableau (6.10) on déduit qu'on a un accord sur les valeurs moyennes d'environ 6 % près pour la charge, 3% près pour la masse et 11 % pour l'énergie d'excitation. Les distributions simulées sont toujours comprises dans les limites des erreurs expérimentales.

La valeur moyenne de l'énergie de rotation de $\langle E_0^{rot} \rangle = 0.25 \pm 0.08$ MeV/nucléon. Pour l'essai avec cinq observables la valeur moyenne du moment angulaire déduit de

l'énergie de rotation est de $\langle L \rangle = 37.62 \pm 7.20 \hbar$.

TAB. 6.11 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats du backtracing avec SMM pour la tranche T2 du système $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV, pour les multiplicités des protons, alphas, fragments et pour la distribution en charge du résidu.

Observables	m_p	m_α	m_{frag}	Z_{res}
Exp	2.91 ± 1.50	1.71 ± 1.22	0.48 ± 0.62	29.79 ± 5.63
zmax1	5.64 ± 2.71	1.74 ± 1.46	0.77 ± 0.74	30.07 ± 4.53
zmax1, m_{frag}	5.87 ± 3.12	1.48 ± 1.33	0.54 ± 0.63	30.34 ± 4.10
zmax1, m_{frag},m_α	5.40 ± 2.73	1.56 ± 1.35	0.57 ± 0.65	30.23 ± 4.20
zmax1, m_{frag},m_p	2.93 ± 1.43	1.47 ± 1.30	0.55 ± 0.64	30.39 ± 3.79
zmax1, m_{frag},m_p,m_α	2.97 ± 1.43	1.56 ± 1.32	0.57 ± 0.64	30.37 ± 3.87
zmax1, $m_{frag},m_p,m_\alpha,Z_{dstr}$	2.89 ± 1.51	1.61 ± 1.34	0.68 ± 0.73	30.24 ± 4.72

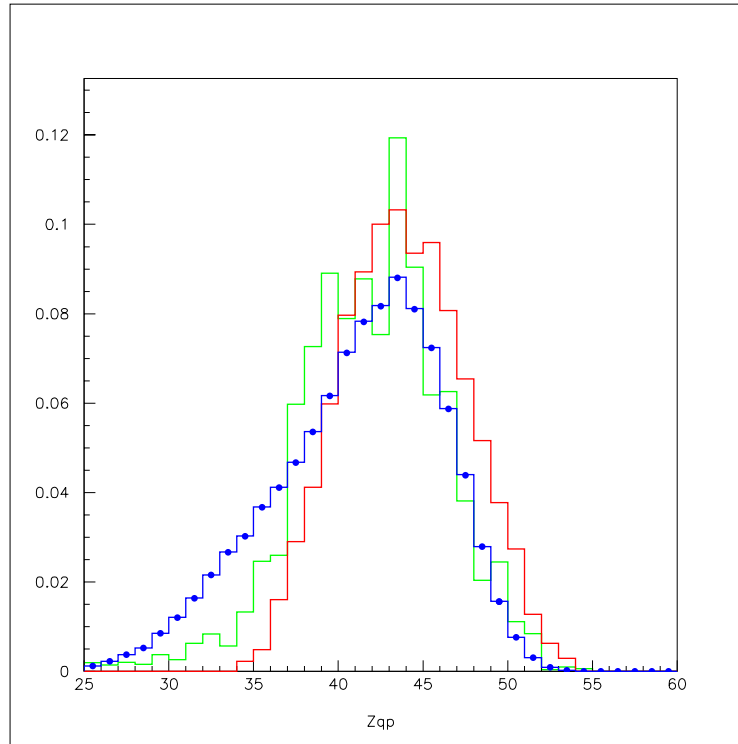


FIG. 6.10 – Distributions de charge de source pour la tranche T3 du système Nb+Al. Comparaison entre les données de la tranche T2 de l'aluminium et le backtracing SMM contraint avec les 5 observables.

Du tableau (6.11) nous pouvons observer comment varient les valeurs moyennes des distributions de multiplicité : en particulier, si on considère les protons, on voit que

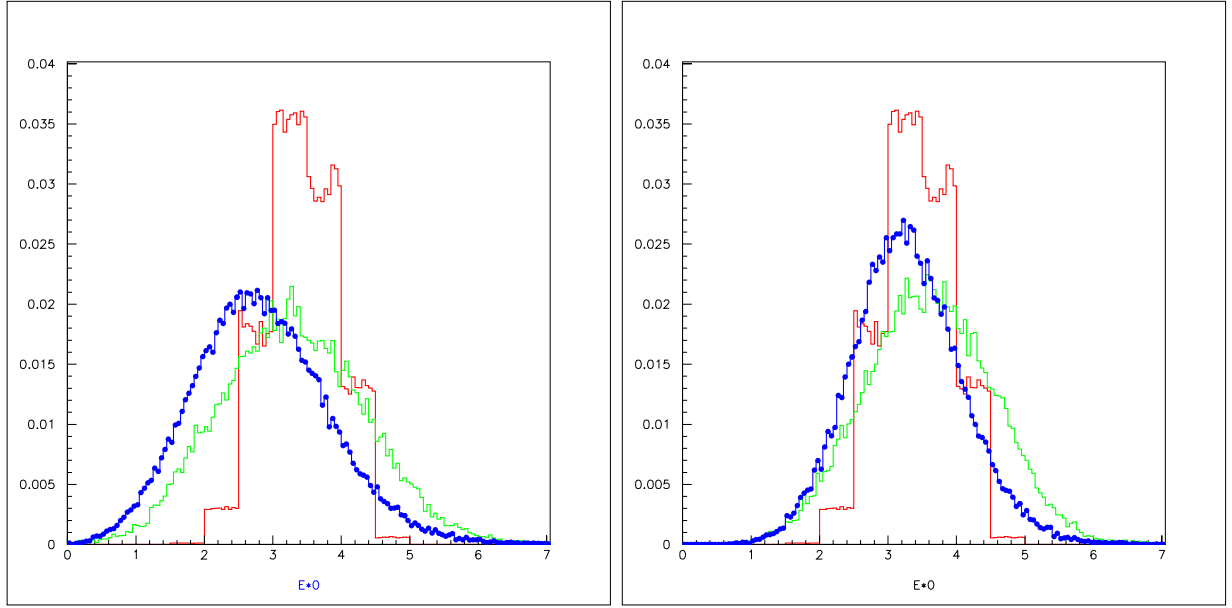


FIG. 6.11 – Distributions d'énergie d'excitation des sources prévues par le backtracing SMM pour la tranche T2 de l'aluminium avec les 5 observables. En bleu les distributions expérimentales, en rouge la distribution non filtrée et en vert les distributions filtrées avec les masses Veda (gauche) et avec les masses Epax (droite).

TAB. 6.12 – Valeurs moyennes expérimentales et résultats de backtracing filtrés et non filtrés avec SMM pour la tranche T2 du système Nb+Al, pour les cinq observables.

	Z_0	ϵ_0^* MeV/nucleon Veda	ϵ_0^* MeV/nucleon Epax
<i>Exp</i>	41.08 ± 4.99	2.83 ± 0.99	3.28 ± 0.80
<i>SMM non filtré</i>	43.84 ± 3.64	3.42 ± 0.54	3.42 ± 0.54
<i>SMM filtré</i>	41.08 ± 4.99	3.33 ± 1.16	3.63 ± 1.00

leur valeur moyenne approche la valeur expérimentale, comme on s'attend, dès que leur distribution fait partie des contraintes utilisées. Pour les alphas, à part le cas où la seule contrainte est la distribution en charge du résidu, leur multiplicité est en général sous-estimée tandis que les protons sont toujours surestimés. La valeur moyenne de la charge du résidu est raisonnablement reproduite.

On montre le meilleur résultat obtenu, correspondant à un essai de backtracing contraint avec les cinq observables.

La figure (6.10) montre les distributions de charge de source : en bleu la distribution expérimentale, en rouge celle de backtracing non filtrée et en vert celle corrigée par l'efficacité de détection expérimentale. Du tableau (6.12), qui montre les valeurs moyennes des variables de sources expérimentales, non filtrée et filtrées, nous avons pu déduire un très bon accord à 1.4%.

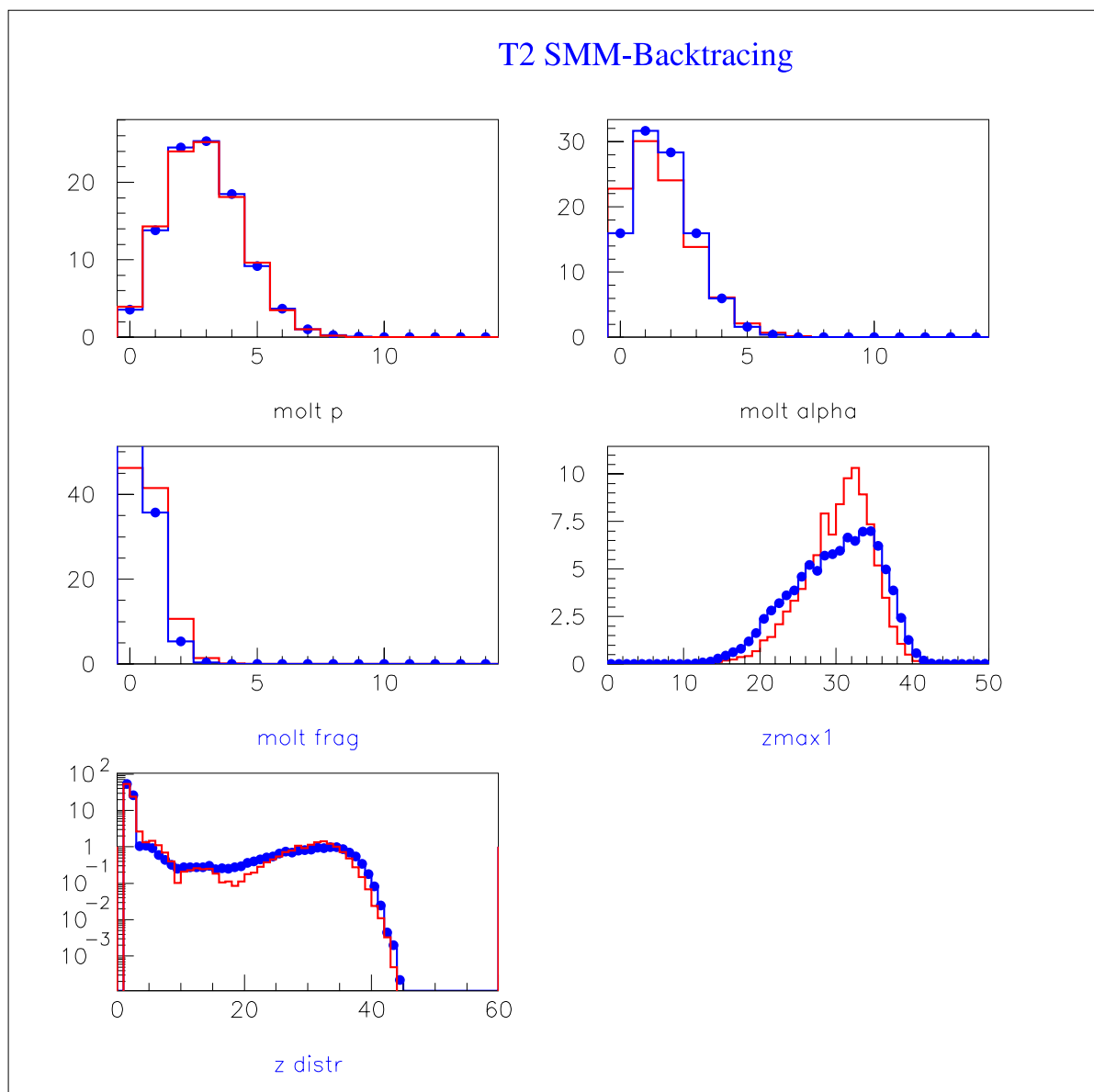


FIG. 6.12 – Comparaison entre les données de la tranche T2 de l'aluminium et le backtracing SMM contraint avec les 5 observables.

La figure (6.11) montre les distribution en énergie d'excitation. Avec les notations usuelles : en rouge la courbe non filtrée donnée par la simulation, en vert les courbes filtrées relative aux masses Veda (à gauche) et aux masses Epax (à droite), en bleu, superposées, les relatives courbes expérimentales. Des valeurs qui figurent dans le tableau (6.12), nous avons un accord à 17.7% pour l'énergie d'excitation évaluée avec les masses Veda et 11% pour celle évaluée avec les masses Epax.

Nous pouvons remarquer que la valeur moyenne de la distribution de charge est bien

en accord avec celle expérimentale mais la valeur moyenne de l'énergie d'excitation est surestimée. Toutefois sa distribution est comprise dans l'intervalle expérimental. La figure (6.12) montre la comparaison avec les données : nous remarquons les mêmes caractéristiques déjà vues pour les autres tranches ainsi que pour les système Nb+Mg.

6.4 Discussion sur les résultats.

Des résultats discutés dans le paragraphe précédent on peut conclure que l'accord des données avec le modèle est raisonnable : on arrive à reproduire les observables considérées à partir d'une source de désexcitation de taille et d'énergie comparables avec les valeurs mesurées expérimentalement à quelques pourcents près. La valeur moyenne de l'énergie d'excitation, ainsi que sa largeur, est, à quelque pourcent près, en accord avec les valeurs moyennes expérimentales.

Les données se montrent donc en accord raisonnable avec avec le modèle.

Nous avons pu estimer les températures déduite de SMM pour les deux tranches comme nous pouvons lire dans le tableau (6.13), où nous avons simplement mis les valeurs moyennes de l'énergie d'excitation et de la masse de la source.

TAB. 6.13 – Valeurs moyennes de température pour le système Nb+Mg.

	$T(MeV)$	$\langle \epsilon^* \rangle$ MeV/nucleon	$\langle A \rangle$ u.m.a
$T2$	4.54	$\sim 2.5 - 3$	$\sim 95 - 100$
$T3$	5.19	$\sim 3 - 4.5$	$\sim 100 - 105$

Dans le dernier chapitre des conclusions dédié à la comparaison entre les résultats des deux modèles nous verrons aussi comment ces valeurs de température se situent par rapport à la systématique que il est possible de trouver en littérature.

SMM montre également des traits de désaccord avec les données comme nous l'avons vu précédemment pour Gemini : la distribution en charge du résidu n'est pas parfaitement reproduite car la distribution simulée montre, pour les deux tranches et pour les deux systèmes, un défaut de fragments vers une valeur moyenne de charge de $\langle Z_{Res} \rangle \simeq 25$.

Un problème à part est constitué par les multiplicités des alphas. Nous avons vu que la réponse des deux modèles est la même : les alphas sont systématiquement sous-estimées. Il est vrai que la sous-estimation est moins importante pour les calculs SMM et que dans le cadre du modèle Gemini nous avons déjà proposé que la non adéquation aux données puisse s'expliquer avec une dépendance négligée de l'énergie d'excitation du paramètre densité de niveaux. Toutefois nous ne pouvons pas à priori exclure que l'excès d'alphas ne soit pas lié à un problème de l'analyse expérimentale.

Dans le but de vérifier si l'excès d'alphas ne soit pas dû à une composante sous-estimée d'émission hors équilibre, dans le chapitre suivant on se livrera à un exercice voué à estimer le pourcentage des protons et d'alphas hors équilibre , en utilisant les fonctions de corréla-

tions appliquées à Gemini et nous discuterons la comparaison entre les deux modèles dans le dernier chapitre de ce travail.

Dû aux contraintes de temps, cette étude n'est malheureusement pas complètement finalisée.

Chapitre 7

Les corrélations résidu-particule

7.1 Introduction

Dans les chapitres précédents nous avons vu que les deux modèles utilisés pour la comparaison avec les données sous-estiment le nombre des particules alphas émises lors de la décroissance des sources : la figure (7.1) montre la comparaison des distributions de multiplicité des alphas expérimentale (en bleu), pour Gemini (en rouge) et pour SMM (en vert) et le tableau (7.1) donne les valeurs moyennes de ces distributions.

Nous allons alors employer la technique des corrélations pour estimer la composante hors équilibre pour ces particules ainsi que pour les protons, de façon à vérifier que la composante hors équilibre ne soit pas trop importante.

TAB. 7.1 – *Comparaison des valeurs moyennes de multiplicité des alphas expérimentales et simulées avec Gemini et avec SMM pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.*

$mult_{\alpha}^{exp}$	$mult_{\alpha}^{Gemini}$	$mult_{\alpha}^{SMM}$
2.42	1.46	1.85

7.2 La technique des corrélation à deux particules

La physique nucléaire utilise la technique de l'interférométrie qui a été développée en optique quantique depuis les études de Young en 1801 sur la nature ondulatoire de la lumière avec l'expérience des doubles fentes où il fut capable de lier la distance de séparation entre les fentes avec la longueur d'onde de la lumière qui produisait une interférence constructive. Ainsi, si d est la distance entre les fentes, θ_n l'ordre du maximum d'intensité dû à l'interférence constructive et λ la longueur d'onde de la lumière, elles sont liées par la relation suivante :

$$d \sin \theta_n = n \lambda \quad (7.1)$$

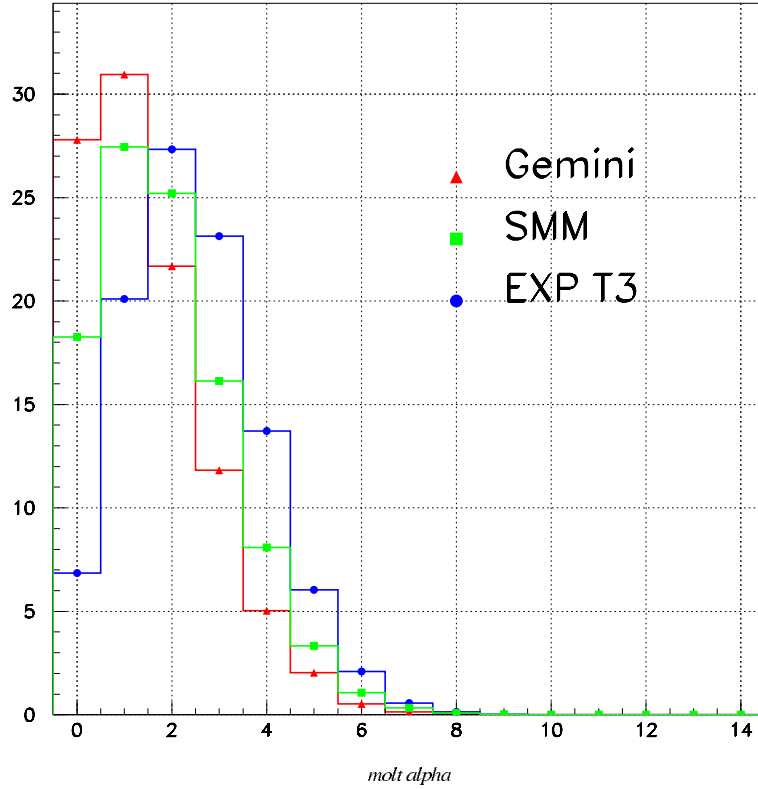


FIG. 7.1 – Spectres de multiplicité des alphas pour la tranche T3 : en bleu les données, en rouge Gemini et en vert SMM.

pour $n=1,2,\dots$

Il est alors possible de connaître d à travers l'équation (7.1) si la longueur d'onde est connue.

C'est bien cela qui est à la base de l'interférométrie, car il est donc possible de connaître la largeur de la source à travers des mesures d'interférence. Cette technique a déjà permis, à Michelson en 1920, de déterminer le diamètre de quelques étoiles.

La technique, compliquée par des distorsions dues à l'atmosphère, a été successivement améliorée par Hanbury Brown et Twiss dans les années 50, qui mirent au point une technique d'interférométrie basée sur l'intensité de deux photons pour résoudre le problème des distorsions et ainsi réaliser des mesures de distances astronomiques. Elle est en fait connue comme la technique HBT [HBT54] et elle se base sur le calcul de la fonction de corrélation de deux photons en coïncidence exprimée en fonction de leur moment relatif:

$$R(k_1, k_2) = \frac{\langle n_{12} \rangle}{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle} - 1 \quad (7.2)$$

où $\langle n_{12} \rangle$ est la probabilité de détecter deux photons en coïncidence ayant comme nombre d'onde k_1 et k_2 et $\langle n_i \rangle$ est la probabilité de détecter un photon ayant moment k_i dans le détecteur i avec $i=1,2$.

L'équation (7.2) contient seulement le nombre de coups proportionnels au carré de l'amplitude et pour cette raison elle n'est pas sensible au déphasage causé par l'atmosphère.

La base physique de l'HBT est que deux photons ont une fonction de corrélation non nulle à cause de la symétrisation de leur fonction d'onde, conséquence directe de la statistique quantique pour particules identiques.

A partir des années 60 les corrélations entre deux particules ont été utilisées pour la détermination de l'extension des sources en physique nucléaire et des particules [GOL60].

En effet on peut appliquer la même technique pour mesurer des objets sub-atomiques à travers la fonction de corrélation des particules identiques, obéissant à la statistique de Fermi-Dirac, émises dans les collisions entre ions lourds. En 1977 Koonin [KOO77] a introduit les fonctions de corrélation proton-proton et à partir des années 80 on a commencé à utiliser ces corrélations pour déterminer la structure espace-temps de la source [GON90], pour étudier la dépendance du rayon de la source de la violence de la collision, pour étudier les temps d'émission dans l'évaporation du noyau composé (équibration) [ARD89], [GON91], sur les particules de pré-équilibre et les effets des champ moyen (dynamique) [GON91b].

On a aussi des études des fonctions de corrélation fragment-fragment ([POC85],[KIM92]) où dominent la répulsion coulombienne et la décroissance des états instables des pré-fragments ou des particules.

Boal et al., [BOA90], étendirent l'idée des corrélations à d'autres couples de particules, par exemple proton-deuton, deuton-deuton, proton-alphas, etc.

La source peut être imaginée comme un ensemble de N nucléons où chaque nucléon se comporte comme un site de diffusion où les deux particules détectées ont été diffusées. Nous avons alors une situation analogue à l'émission à travers N fentes distribuées sur un volume nucléaire. Mais, dans les collisions entre ions lourds [FMM97], la source a une vie très courte et les N points d'émission ne sont pas statiques et donc il faut prendre en compte le temps. Cette dépendance est alors donnée par l'introduction des moments p_i des deux particules de façon qu'on puisse écrire l'équation (7.1) comme:

$$Y(p_1, p_2) = \lambda[1 + R(P, q)]Y'(p_1, p_2) \quad (7.3)$$

où $P = p_1 + p_2$ est le moment total des deux particules, q est l'impulsion relative et la constante λ peut être déterminée de la condition $R(P, q) = 0$ pour moments relatifs assez grands pour lesquels est négligeable la modification de la densité dans l'espace des phases due à l'interaction des états finaux.

Les quantités $Y(p_1, p_2)$ et $Y'(p_1, p_2)$ sont considérées intégrées sur tous les paramètres d'impact.

Les corrélations expérimentales sont construites comme rapport entre le nombre des couples corrélés, qui appartiennent au même événement $Y(p_1, p_2)$ et $Y'(p_1, p_2)$, le dénominateur ou "background".

Il y a différentes méthodes pour construire le dénominateur en respectant le principe que les particules qui forment le nouveau couple ne soient jamais entrées en interaction.

Une première méthode consiste à prendre le dénominateur proportionnel au produit des coups pour chaque particule et donc on a :

$$Y'(p_1, p_2) \propto Y(p_1)Y(p_2) \quad (7.4)$$

Le couple de particules est généré en tirant au hasard pour chacune le détecteur et l'énergie, selon les probabilités inclusives de détection de ce module ainsi que pour les spectres en énergie qui lui sont associés.

Dans l'autre technique, connue comme la technique du mélange des événements, le dénominateur est généré en mélangeant les particules prises de différents événements, en d'autres mots, on construit des événements décorrélés où les particules appartiennent à deux événements différents. Il est donc possible d'écrire :

$$Y'(p_1, p_2) = \sum_{n \neq m} \delta^3(p_1 - p_{1,n}) \delta^3(p_2 - p_{2,m}) \quad (7.5)$$

où n et m représentent le numéro d'événement et $p_{1,n}$ et $p_{2,m}$ respectivement le moment de la particule 1 dans l'événement n et celui de la particule 2 dans l'événement m . On a dans ce cas des procédures itératives.

La première technique peut conduire à des distorsions dans la fonction de corrélation car on peut avoir des situations irréalistes sans que l'on puisse vraiment les contrôler.

La deuxième technique permet d'éviter des corrélations triviales données par des contraintes dues aux lois de conservation.

7.3 Les fonctions de corrélation

7.3.1 Les fonctions de corrélations pour les données

Nous avons étudié les fonctions de corrélation résidu-proton et résidu-alpha.

Elles ont été construites pour les données expérimentales et pour les données issues de la simulation avec Gemini en utilisant comme argument la norme de la vitesse relative dans le repère de la source (reconstruite dans le chapitre 4) entre les deux particules v_{rel} et la vitesse réduite v_{red} donnée par :

$$v_{red} = \frac{\sqrt{A_1 A_2} v_{rel}}{\sqrt{Z_1 Z_2 (A_1 + A_2)}} \quad (7.6)$$

Cette variable compense en quelque sorte les effets coulombiens différents dus à la charge différente de la particule considérée.

Les fonctions de corrélation construites peuvent être écrites comme :

$$1 + \mathcal{R}(v_{rel}) = \lambda \frac{N_{corr}(v_{rel})}{N_{decorr}(v_{rel})} \quad (7.6)$$

en fonction de v_{rel} et :

$$1 + \mathcal{R}(v_{red}) = \lambda \frac{N_{corr}(v_{red})}{N_{decorr}(v_{red})} \quad (7.7)$$

en fonction de v_{red} .

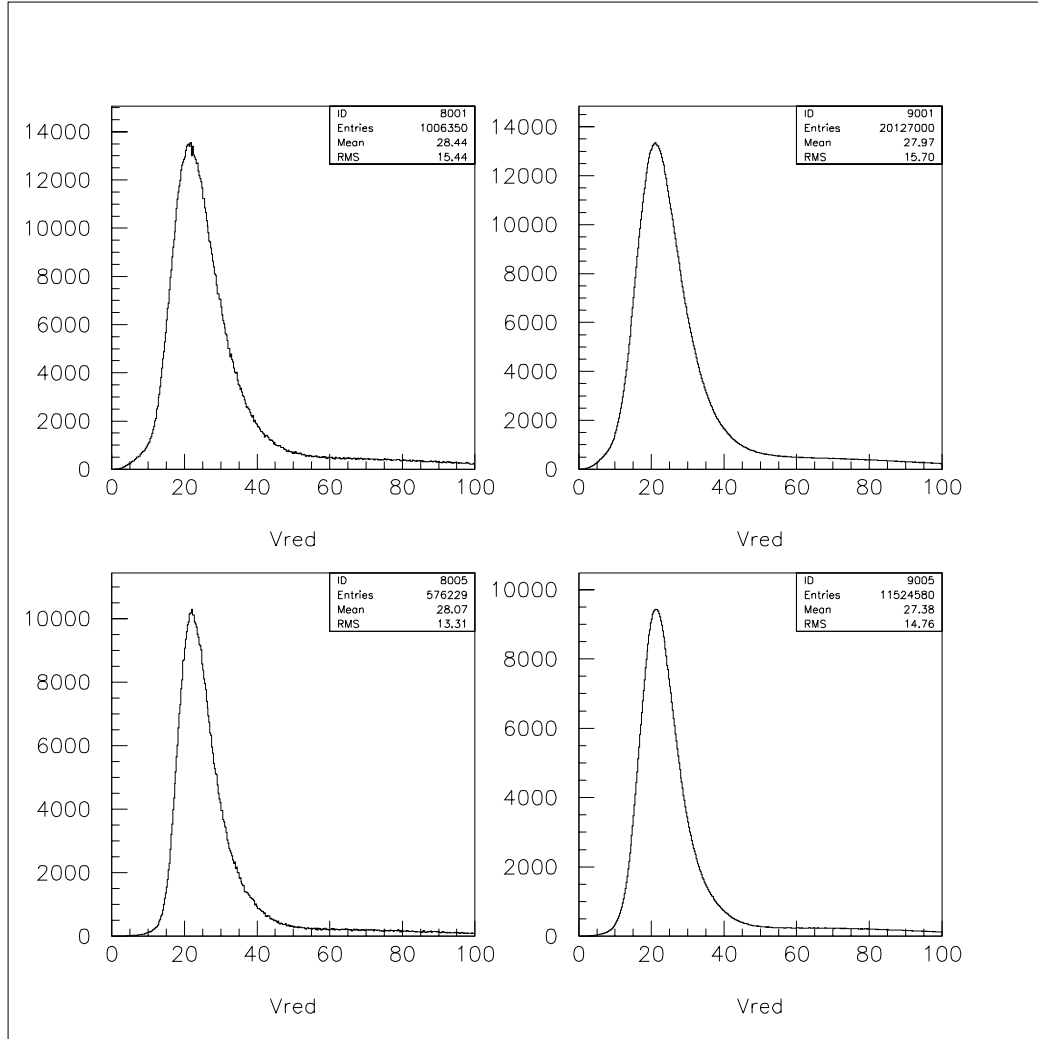


FIG. 7.2 – Spectres de vitesse réduite pour protons et alphas, corrélés et décorrés. Tranche $T1$

La fonction de corrélation a été calculée pour chaque tranche des données expérimentales et pour les simulations effectuées avec Gemini.

Dans le programme [CHB04], le dénominateur est construit selon une procédure itérative et consiste à tirer au hasard, sur un échantillon de mille événements, chaque mille événements, la particule qui appartient à un événement différent. On contrôle aussi que les particules décorrélées ne soient pas détectées dans le même module.

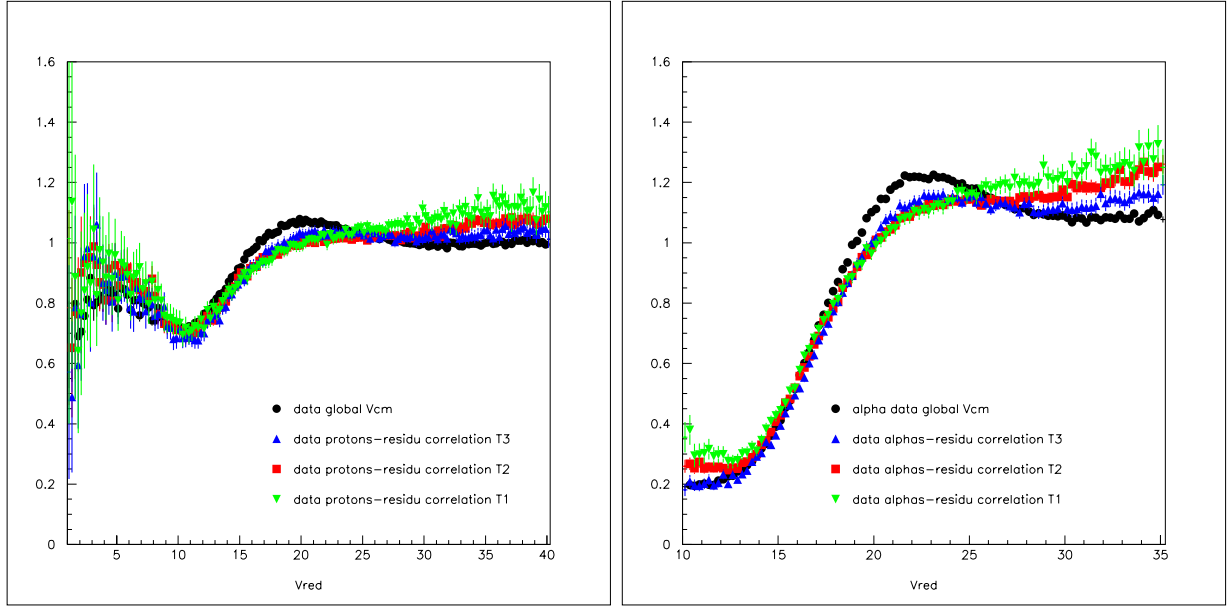


FIG. 7.3 – *Fonctions de corrélation résidu-proton et résidu-alpha en fonction de la vitesse réduite v_{red} pour les trois tranches et pour les données sans aucune sélection pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à $30A.MeV$.*

La figure (7.2) montre les spectres de vitesse réduite corrélés (à gauche) lorsque résidu et proton et résidu et alpha appartiennent au même événement. À droite on a les spectres de vitesse réduite pour protons et alpha appartenant à un événement différent de celui du résidu.

Pour chaque cas (résidu-proton et résidu-alpha) le spectre corrélé est superposable à celui décorrélé.

La figure (7.3) montre les fonctions de corrélation en fonction de la vitesse réduite v_{red} relatives aux trois tranches et aux données sélectionnées exclusivement avec la complétude. Nous pouvons noter que pour l'ensemble complet des données la fonction de corrélation pour des vitesses réduites élevées tend vers 1 correctement. Pour les tranches on a une (faible) tendance à monter, plus accentuée dans le cas des particules alphas. Cette montée est due à un effet de recul et elle est d'autant plus importante que la masse de la particule augmente [TRO87],[POC91].

Le pic visible à $v_{red} = 20\text{cm/ns}$ est plus accentué pour l'ensemble des données que pour les tranches où il est à peine visible, car, à cause des limites de vitesse sélectionnées pour les différentes tranches (limites presque égales pour chaque tranche), le trou coulombien s'élargit : cet effet correspond à une séparation espace-temps plus petite et elle est indicative d'un processus évolutif, progressif [ARD97]. La fonction de corrélation résidu-proton a une allure décroissante pour $v_{red} \leq 10\text{cm/ns}$: le trou coulombien, mieux visible pour la fonction résidu-alpha, est rempli par des particules dont la nature sera étudiée plus loin dans ce chapitre.

Les figures (7.4) à (7.6) de gauche montrent les fonction de corrélation pour chaque

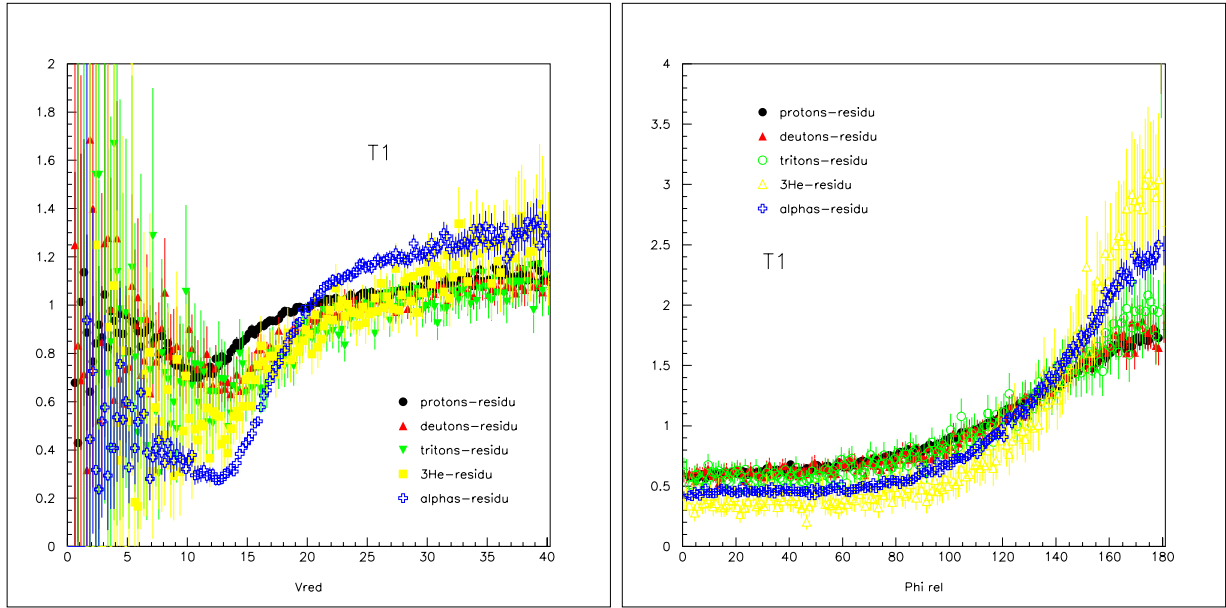


FIG. 7.4 – *Fonctions de corrélation particule-résidu pour la tranche T1 pour les protons, les deutons, les tritons, les ^3He et les alphas en fonction de la vitesse réduite et de l'angle azimuthal.*

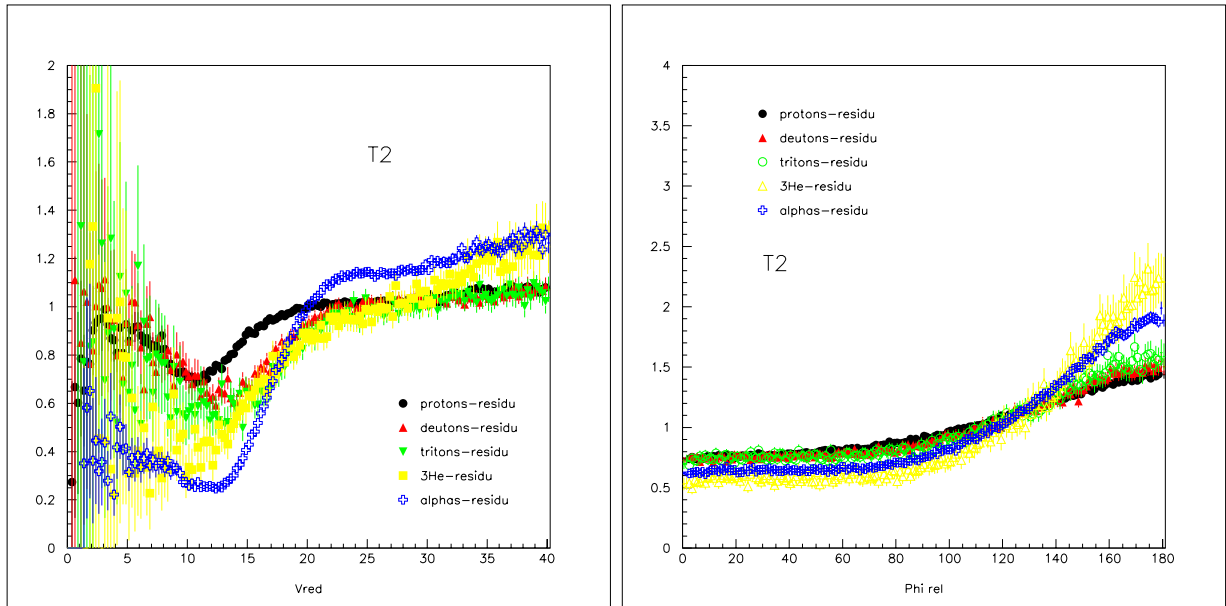


FIG. 7.5 – *Fonctions de corrélation particule-résidu pour la tranche T2 pour les protons, les deutons, les tritons, les ^3He et les alphas en fonction de la vitesse réduite et de l'angle azimuthale.*

tranche et pour les corrélations résidu-proton, deuton, triton, ^3He et alpha.

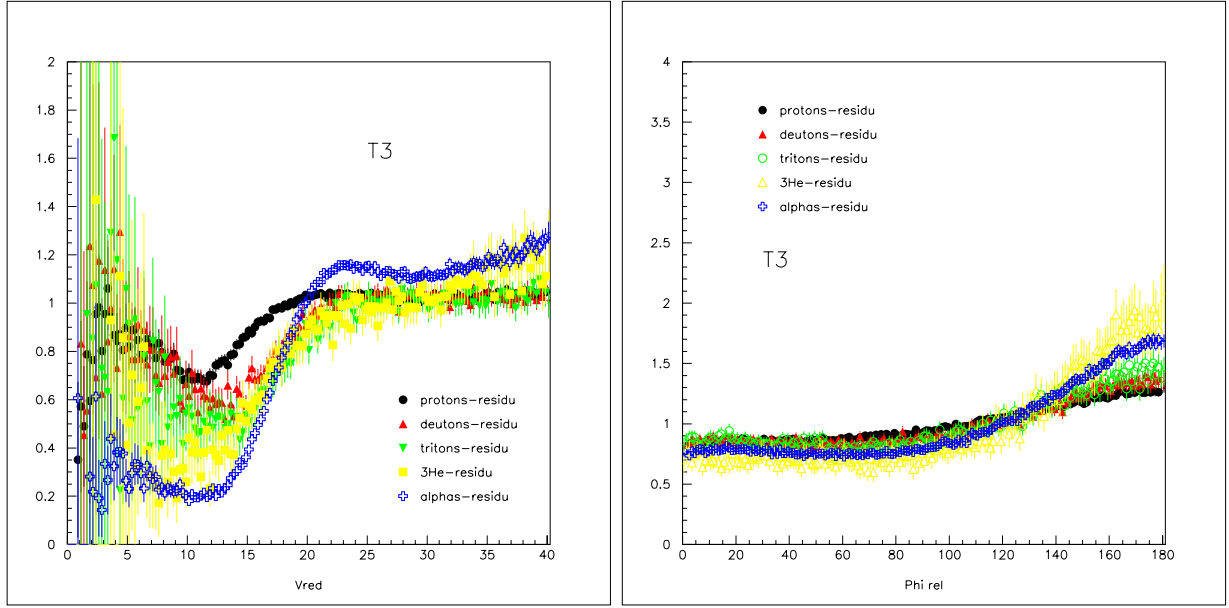


FIG. 7.6 – *Fonctions de corrélation particule-résidu pour la tranche T2 pour les protons, les deutons, les tritons, les ^3He et les alphas en fonction de la vitesse réduite et de l'angle azimuthal.*

Nous pouvons remarquer une certaine hiérarchie dans les fonctions relatives aux différentes particules et aussi par tranche. En fait, pour la tranche T1, par exemple, la fonction de corrélation pour protons montre un trou coulombien moins important et moins étendu par rapport à celui des autres particules: la profondeur augmente avec la masse. L'élargissement du trou coulombien signifie un certain ordre d'émission des particules: à une largeur plus importante correspondent des temps d'émission plus courts [TRO87],[KIM92b].

Comme l'énergie d'excitation disponible augmente, de la tranche T1 jusqu'à la tranche T3, la profondeur du trou (surtout pour les alphas) devient plus importante ainsi que sa largeur, à signifier sans doute des temps plus courts d'émission et, comme on le verra plus loin lors des comparaisons avec un modèle statistique, une réduction de la contribution de pré-équilibre.

Les figures (7.4) à (7.6) droites montrent les corrélations azimuthales (Φ_{rel} est la différence des angles azimuthales ϕ_1 et ϕ_2) pour les trois tranches. Or, les particules provenant d'un système composite en rotation sont émises de préférence dans un plan perpendiculaire au vecteur moment angulaire [CHI86]: cette émission est d'autant plus accentuée avec la vitesse angulaire de rotation et avec la masse des particules; en revanche elle diminue avec la température. Si le système émetteur est équilibré, l'émission des particules est symétrique et les corrélations prennent la forme typique de V. Pour les collisions plus centrales, la fonction de corrélation devient moins anisotrope en partant de la tranche T1 vers la tranche T3.

7.3.2 Comparaison avec Gemini pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$

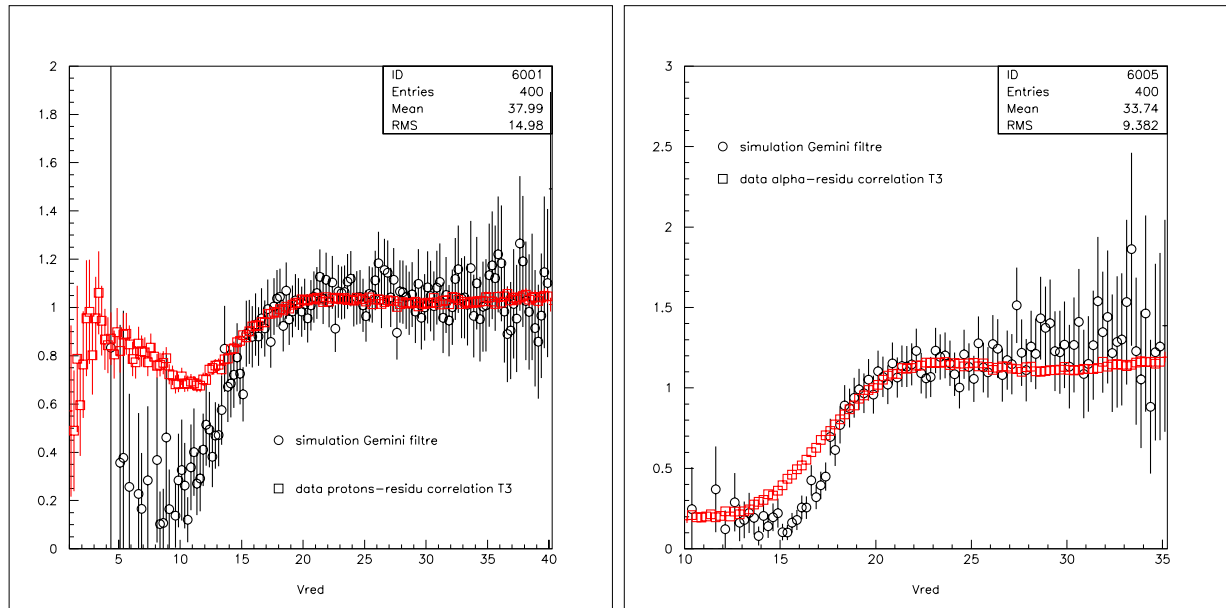


FIG. 7.7 – Fonctions de corrélation résidu-proton et résidu-alpha en fonction de la vitesse réduite v_{red} pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV. La simulation avec Gemini a été réalisée pour une source ayant comme valeurs de charge, masse, énergie d'excitation et moment angulaire celles issues du backtracing.

Pour obtenir des informations supplémentaires sur le comportement des données on a calculé les fonctions de corrélation résidu-proton et résidu-alpha avec Gemini.

La figure (7.7) montre la comparaison entre les fonctions de corrélations expérimentales (en rouge) et simulées (en noir) avec Gemini en fonction de la vitesse réduite pour les protons à gauche et pour les alphas à droite, pour la tranche T3.

Nous avons simulé, avec Gemini, la décroissance d'une source ayant une charge, une masse, une énergie d'excitation et un moment angulaire égaux aux valeurs moyennes issues du backtracing, c'est à dire : une source ayant $Z=46$, $A=108$, $\epsilon^* = 342.14$ MeV et $L=47 \hbar$.

Pour les protons on peut noter que, à partir d'une valeur d'environ $v_{red} = 15 \text{ cm/ns}$, l'accord données-modèle statistique est assez bon et pour les alphas on voit un bon accord pour des vitesses réduites supérieures à $v_{red} = 18 \text{ cm/ns}$.

Pour comprendre la nature des protons et des alphas qui dévient des prédictions du modèle statistique on a donc effectué une sélection en vitesse réduite à partir de la valeur qui marque la limite d'accord avec Gemini. Les figures de (7.8) à (7.10) montrent pour la tranche T3 les diagrammes de vitesse $V_{per} - V_{par}$, de vitesse parallèle et les distributions angulaires pour les protons et les alphas qui ont respectivement une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et à 18 cm/ns.

Nous pouvons noter que les protons et les alphas considérés remplissent le cercle coulombien. Les distributions de vitesse parallèle sont centrées à 6 cm/ns et les distributions

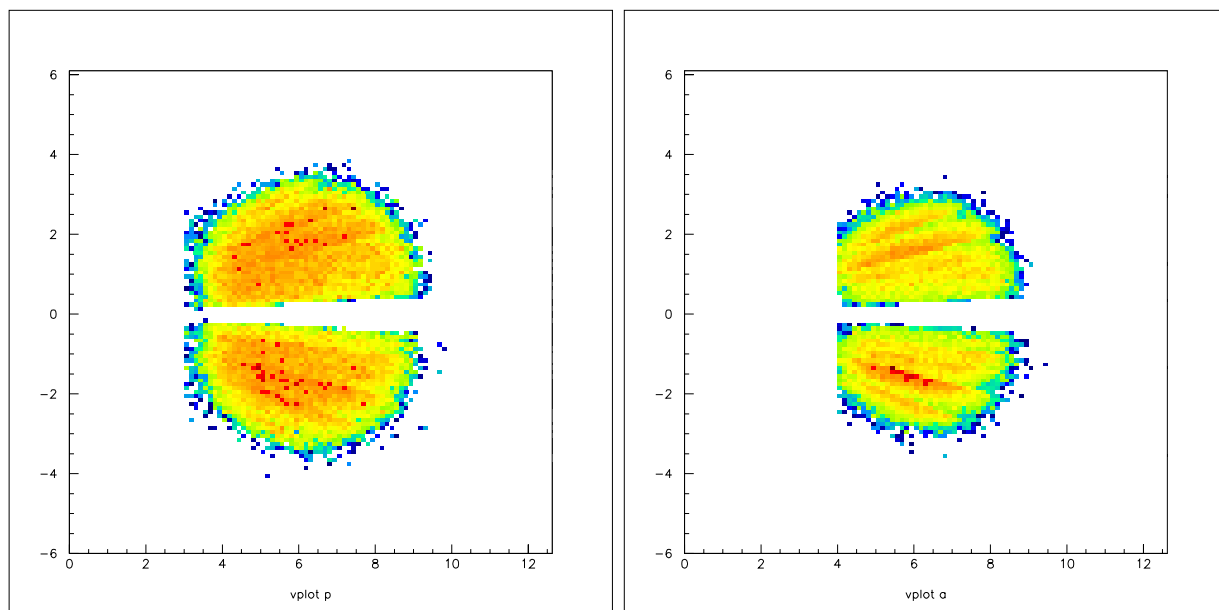


FIG. 7.8 – Diagrammes de vitesses V_{per} en fonction de V_{par} pour protons et alphas avec une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et 18 cm/ns respectivement. Tranche T3

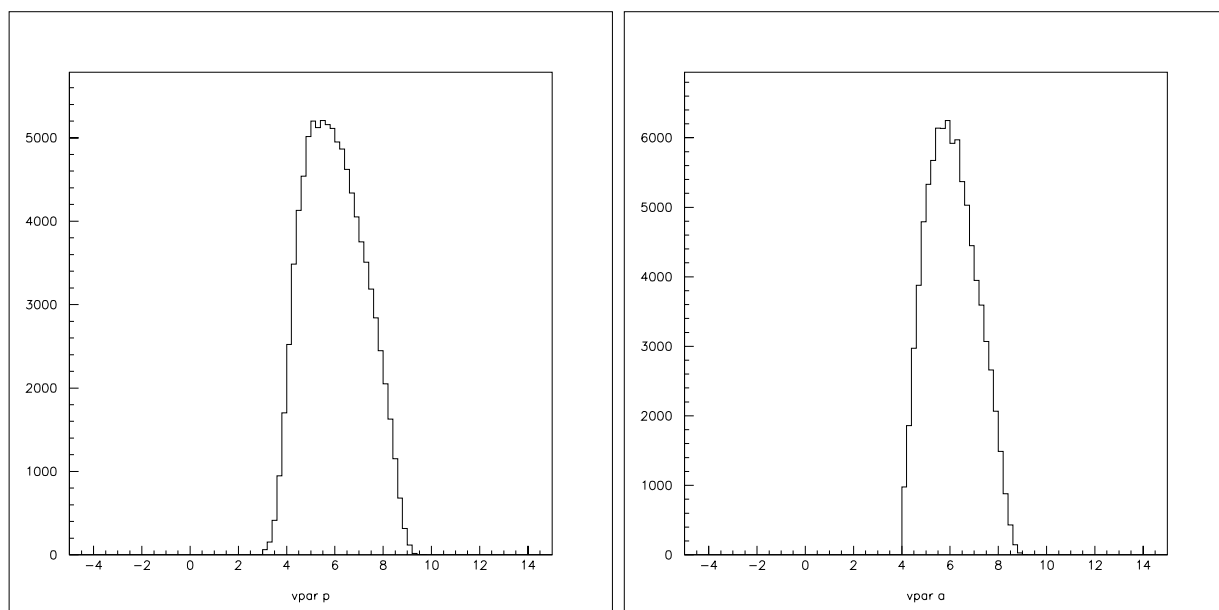


FIG. 7.9 – Distributions de vitesse parallèle des protons et des alphas avec une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et 18 cm/ns respectivement. Tranche T3

angulaires montrent un excès vers l'arrière.

Nous supposons que nous venons de sélectionner la composante hors équilibre.

Une estimation du nombre des particules ainsi sélectionné donne 6% et 7%, respective-

ment pour protons et alphas. Si nous corrigeons alors les multiplicités expérimentales de la

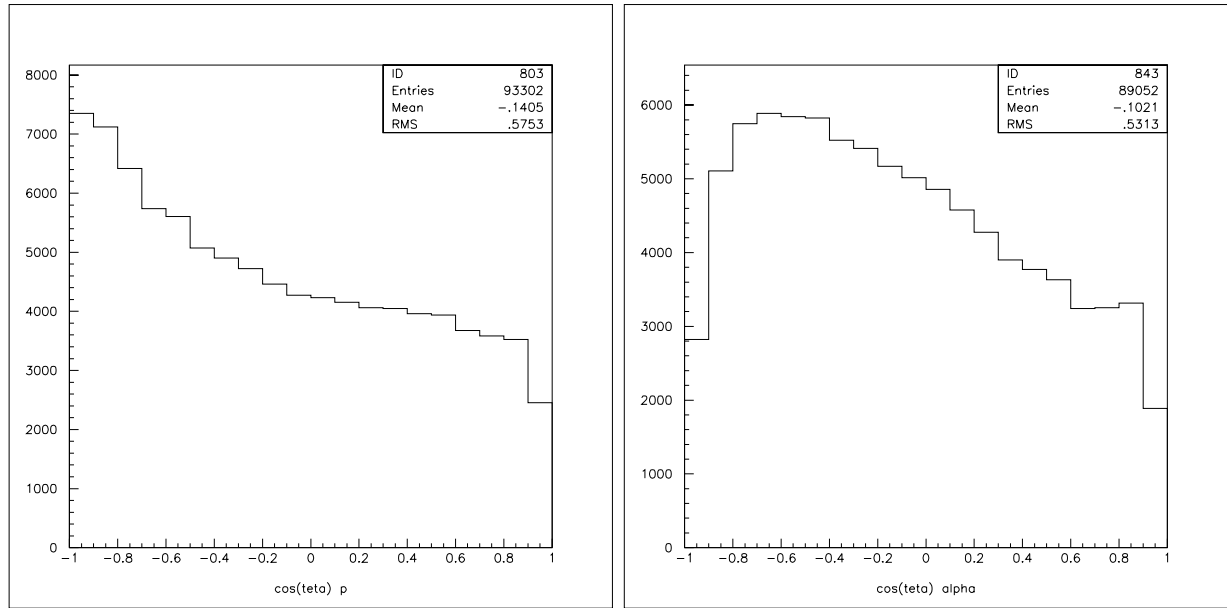


FIG. 7.10 – Distributions angulaires des protons et des alphas avec une vitesse réduite V_{red} inférieure à 15 cm/ns et 18 cm/ns respectivement. Tranche T3

tranche T3 des protons et des alphas en prenant en compte le nombre des particules que nous avons estimé ci-dessus, on trouve des valeurs moyennes nouvelles de multiplicité, à comparer avec les multiplicités prévues par le backtracing avec Gemini.

TAB. 7.2 – Comparaison des valeurs moyennes de multiplicité des protons et alphas expérimentales sans composante hors équilibre avec les valeurs issues de la simulation de backtracing pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

$mult_p^{exp}$	$mult_p^{back}$	$mult_\alpha^{exp}$	$mult_\alpha^{back}$
2.87	3.02	2.30	1.45

Nous avons écrit ces valeurs dans le tableau (7.2) : nous pouvons voir que, même en prenant en compte la composante hors équilibre, les valeurs moyennes de multiplicités du backtracing restent toujours en accord avec les protons à 5% près et sont sous-estimées dans le cas des alphas à 40% près.

Ce résultat nous indique alors que la sous-estimation des particules alpha est vraisemblablement intrinsèque au modèle et que l'hypothèse d'une dépendance du paramètre densité de niveaux a mérite une certaine considération.

Chapitre 8

Conclusions

8.1 Introduction

Dans ce travail nous avons étudié les deux réactions en cinématique inverse $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 MeV/nucléon, dont les données ont été prises pendant la troisième campagne d'expériences d'Indra. Grâce à la grande couverture spatiale, la haute granulométrie et la grande dynamique en charge et en énergie, il a été possible de détecter, événement par événement, la quasi totalité des produits émis dans les réactions. Cela nous a permis d'accomplir une étude sur les différents mécanismes de désexcitation qui caractérisent les événements examinés.

Pour cette étude nous avons sélectionné les événements pour lesquels on a détecté plus de 60% de l'impulsion incidente et la plupart de la charge.

A l'aide d'une sélection qui utilise l'énergie transverse totale et la multiplicité totale des particules nous avons partagé l'ensemble des données en trois tranches, de façon à classer les événements suivant la violence de la collision, des périphériques aux plus centraux, pour mettre en évidence le passage progressif entre une décroissance décrite par un modèle statistique et la présence d'événements, issus de collisions plus violentes.

L'hypothèse fondamentale est que dans ces systèmes il y a la formation d'un système composite intermédiaire caractérisé par une charge, une masse et une énergie d'excitation telles qu'il soit amené à décroître selon différentes voies de sortie.

Les trois tranches d'événements ainsi sélectionnées montrent une certaine évolution : à l'aide du diagramme de la charge en fonction de la vitesse parallèle ($Z(i)$ vs V_{par}), on a pu mettre en évidence une dissipation croissante de la tranche T1 vers la tranche T3 ainsi que la diminution du caractère binaire.

Pour chaque tranche nous avons utilisé une coupure en vitesse pour minimiser l'émission hors équilibre lors des premiers instants de la collision ainsi qu'écarter les produits en provenance de la cible. La source primaire a été ensuite reconstruite et son énergie d'excitation calculée à l'aide de la calorimétrie.

Nous avons ainsi obtenu des systèmes excités à différents degrés selon leur appartenance à une des tranches, tous se déplaçant à une vitesse plus grande que celle du centre de masse.

A l'aide des distributions angulaires et des spectres en énergie dans le repère des sources trouvées, nous avons vérifié le degré d'équilibre atteint par les sources, la procédure de symétrisation ayant réduit la présence d'émission hors équilibre.

Une fois obtenues les distributions des sources pour chaque tranche, nous avons étudié leur décroissance en utilisant deux codes statistiques : Gemini et SMM, afin de comparer les résultats obtenus.

Gemini est un code qui décrit la décroissance du Noyau Composé par émissions binaires séquentielles et qui utilise le formalisme de Hauser-Feshbach pour l'évaporation des particules légères et le formalisme de Moretto pour l'émission des fragments.

SMM (Statistical Multifragmentation Model) décrit la décroissance d'une source à partir de la configuration de freeze-out, où les préfragments sont suffisamment éloignés l'un de l'autre de façon que la force nucléaire n'agisse plus. Ensuite ils se dés excitent suivant le mode de multifragmentation (Fermi break-up) ou bien, selon leur masse, par évaporation selon le formalisme de Weisskopf.

Un ensemble de simulations ponctuelles utilisant en entrée une seule source et une seule énergie d'excitation et une distribution de moment angulaire, n'a pas été capable de reproduire les données : la raison est simple, les distributions expérimentales des sources ont une largeur finie en charge, masse (sur laquelle on a dû faire l'hypothèse de conservation du rapport isotopique du projectile) et en énergie d'excitation. Cela rend difficile la représentation des données à travers ce modèle pour une seule source définie à travers une seule valeur de charge, de masse et d'énergie d'excitation. Il a donc fallu utiliser une technique qui puisse explorer tout l'espace des variables considérées pour obtenir des réponses fiables : la technique de backtracing appliquée aux deux codes.

Nous avons fait d'abord une étude à l'aide de l'Analyse en Composantes Principales pour nous assurer que les observables prises en compte pouvaient effectivement représenter le corps des données en examen. Nous avons ainsi pu constater que la distribution du résidu et les multiplicités des fragments et des protons donnent la quasi totalité de l'information. Néanmoins, pendant les essais de backtracing on a tenu à utiliser aussi la multiplicité des alphas et la distributions des produits chargés, pour une meilleure complétude de l'étude.

8.2 Comparaison des résultats obtenus avec les deux modèles

Dans les chapitres 5 et 6 nous avons vu que les résultats du backtracing pour les deux modèles donnent un accord raisonnable avec les données expérimentales : les résultats obtenus avec Gemini et SMM pour les tranches T2 et T3 nous ont montré qu'il y a un bon accord avec les observables utilisées pour caractériser la décroissance des sources dont la taille et l'énergie sont comparables aux valeurs expérimentales mesurées : nous avons pu attester, pour chaque tranche, l'existence d'une seule distribution de sources démontrant que le corps des données est homogène par rapport au mécanisme de décroissance binaire séquentiel observé.

Ainsi nous avons pu reproduire les observables expérimentales à partir de la décroissance d'une source ayant des caractéristiques comparables à celles mesurées expérimentalement.

Les tableaux (8.1) et (8.2) montrent les valeurs moyennes des variables sources pour les données expérimentales et pour les simulations filtrées obtenues avec Gemini et SMM pour les tranches T2 et T3. Un bon accord est observé sur les valeurs moyennes ainsi que sur les largeurs des paramètres de source. Vue l'incertitude sur l'énergie d'excitation obtenue en passant d'une formule de masse (Veda) à une autre (Epax) il est impossible de décider quel est le modèle qui conduit au meilleur accord avec les données, et cela souligne une fois de plus la nécessité de mesurer les masses afin de réduire la marge d'erreur sur les grandeurs thermodynamiques importantes comme l'énergie d'excitation. L'accord des deux modèles avec les données peut trouver une explication dans le fait que, ayant accès avec la procédure de backtracing à un comportement moyen du système, les données examinées sont évidemment susceptibles d'un comportement moyen de type évaporatif et/ou de fission (rappelons nous de la faible multiplicité moyenne des fragments): en ce régime SMM fonctionne comme Gemini.

TAB. 8.1 – *Comparaison des valeurs moyennes des variables source expérimentales avec celles calculées avec Gemini et avec SMM filtrées pour la tranche T2 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.*

	Z_s	A_s	$\epsilon_{Veda}^* \text{MeV/nucl}$	$\epsilon_{Epax}^* \text{MeV/nucl}$	$L_s \hbar$
Exp	42.83 ± 4.30	96.03 ± 9.79	2.58 ± 0.92	3.07 ± 0.77	-
Gemini	43.57 ± 4.93	105.40 ± 7.77	2.75 ± 1.04	3.15 ± 0.95	45.15 ± 15.12
SMM	42.96 ± 3.86	102.70 ± 7.89	2.91 ± 0.99	3.30 ± 0.87	39.88 ± 7.40

TAB. 8.2 – *Comparaison des valeurs moyennes des variables source expérimentales avec celles calculées avec Gemini et avec SMM filtrées pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.*

	Z_s	A_s	$\epsilon_{Veda}^* \text{MeV/nucl}$	$\epsilon_{Epax}^* \text{MeV/nucl}$	$L_s \hbar$
Exp	45.14 ± 4.10	101.30 ± 9.30	3.37 ± 0.96	3.80 ± 0.80	-
Gemini	44.53 ± 4.24	107.00 ± 7.04	3.21 ± 1.04	3.55 ± 0.94	49.67 ± 14.81
SMM	44.58 ± 4.52	104.50 ± 7.55	3.63 ± 1.06	3.88 ± 0.80	40.83 ± 7.52

Les températures des sources déduites avec les deux modèles figurent dans le tableau (8.3); ces mêmes valeurs ont été superposées aux courbes caloriques de la figure (8.1) de J.B. Natowiz [NAT2002] et nous pouvons observer que ces valeurs sont en accord avec la systématique de la figure. Notons, de plus, que la tranche T3 se situe au début du plateau qui indique l'existence d'une transition de phase.

TAB. 8.3 – Valeurs moyennes des températures obtenues avec Gemini et SMM pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

	A_{exp}	$\langle T_{Gemini} \rangle \text{ MeV}$	$\langle T_{SMM} \rangle \text{ MeV}$	$\langle \epsilon^* \rangle \text{ MeV/nucléon}$
T1	91.2 ± 9.4	3.55	-	1-2
T2	96.0 ± 9.8	4.54	4.87	2-3
T3	101.3 ± 9.3	5.19	5.56	3-4

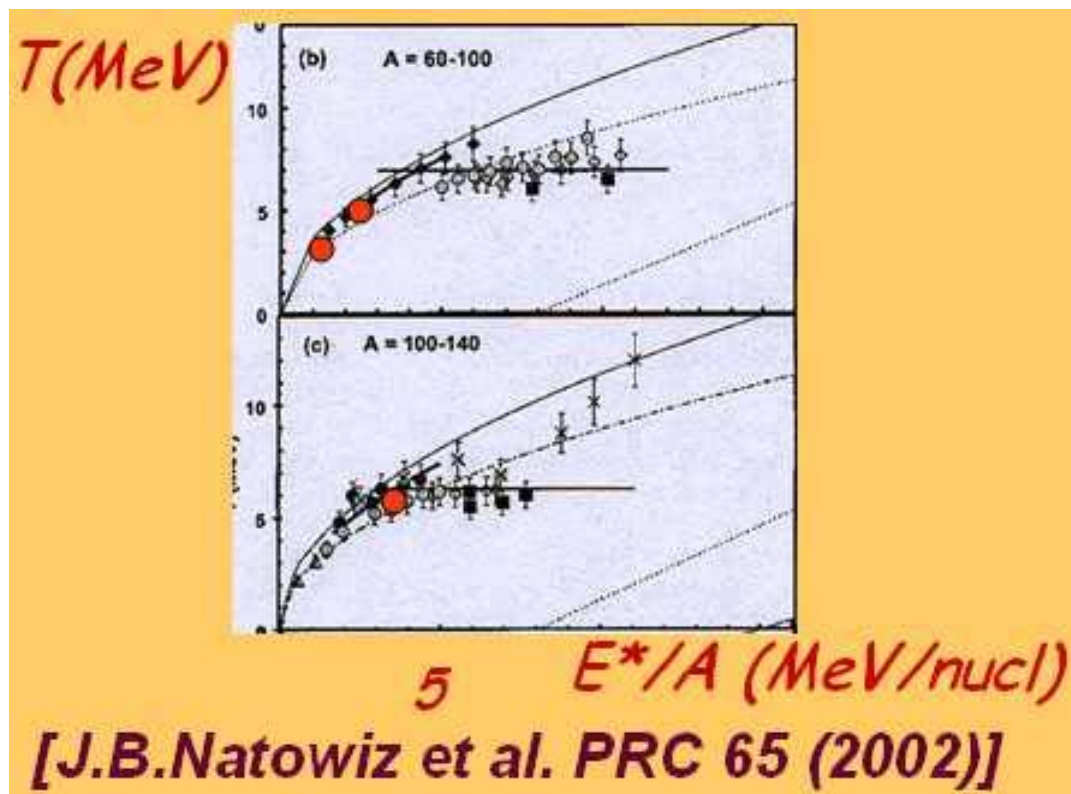


FIG. 8.1 – Systématique des températures en fonction de l'énergie d'excitation pour divers systèmes et pour deux groupes de masse de J.B. Natowiz et al. Les points en rouge sont relatifs aux tranches T1 et T2 dans la figure en haut et à la tranche T3 dans la figure en bas.

Nous avons aussi remarqué deux comportements communs et systématiques à chaque tranche ainsi qu'aux deux systèmes : une sous-estimation de la multiplicité des alphas ainsi qu'une surestimation de celle des fragments. Puisque la probabilité de décroissance est liée, à travers la densité des états du noyau résidu, au paramètre de densité de niveaux a nous avons supposé qu'une explication pouvait être liée à sa dépendance en fonction de l'énergie d'excitation [LES95],[CHA2003], ce paramètre était fixé pendant les simulations. Nous nous proposons par la suite de vérifier cette hypothèse avec des simulations dans

lesquelles le paramètre de niveaux a varierait avec la température T de la source.

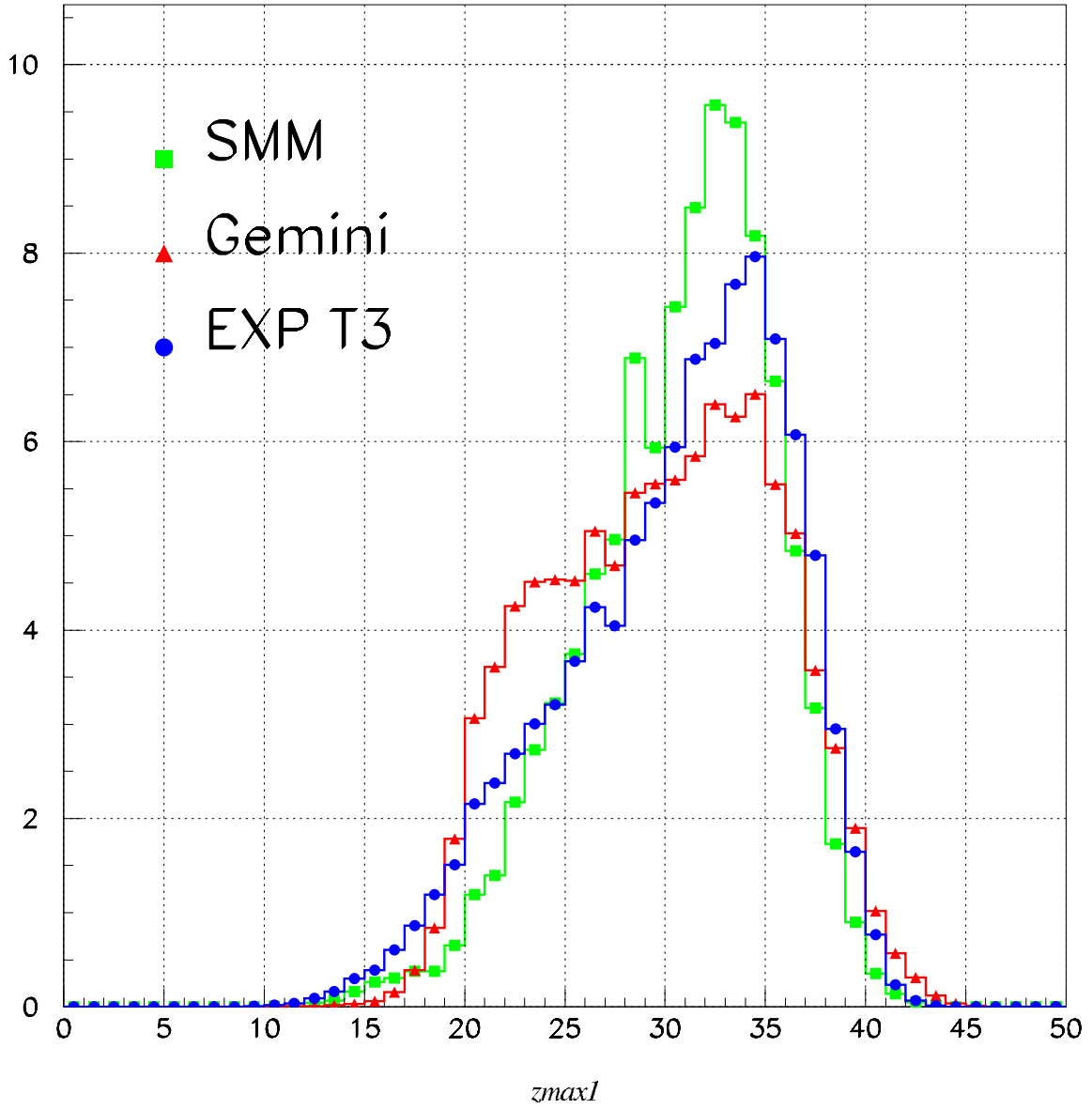


FIG. 8.2 – Comparaison des distributions de charge du résidu expérimentale (en bleu), obtenue avec Gemini (en rouge) et avec SMM (en vert) pour la tranche T3 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$.

Nous avons constaté aussi dans le cas de SMM des désaccords avec les données : une sous-estimation de la multiplicité des alphas, bien que moins importante qu’avec Gemini, et une sous-estimation de la production de fragments dans la zone des charges où Gemini donne un excès de fragments. La figure (8.2) montre la comparaison entre les distributions de charge du résidu expérimentale (en bleu), simulée avec Gemini (en rouge) et simulée

avec SMM (en vert) pour la tranche T3 du Magnésium. Il est possible de noter que là où Gemini donne un excès de fragments (environ vers $< Z_{Res} = 25 >$) SMM montre un défaut de fragments.

Or, les deux modèles traitent statistiquement la décroissance binaire (fission asymétrique) mais sur la base d'hypothèses différentes : la probabilité de décroissance est calculée au point selle dans Gemini, conformément au formalisme de Bohr-Wheeler [BW39] et au point de scission dans SMM, selon le traitement de Fong [FON56].

Déjà en 1940, quelques mois après la publication de la théorie de la fission par Bohr et Wheeler, Kramers [KRA40] a publié un papier dans lequel il supposait que la probabilité de fission est inférieure à celle prévue par Bohr et Wheeler à cause de la dissipation nucléaire. En effet, entre le point selle et le point de scission il y a un temps, le temps de transition, pendant lequel le système subit des déformations et dissipe son énergie à cause de la friction due à la viscosité de la matière nucléaire. Puisqu'il y a d'autres canaux de décroissance ouverts, il est possible que le système ne décroisse pas par fission. Cette considération est exprimée dans la largeur de décroissance par fission de Kramers :

$$\Gamma_{fission}^{Kramers} = \Gamma_{fission}^{Bohr-Wheeler} * F(\beta) \quad (8.1)$$

où β est le coefficient de viscosité de la matière nucléaire. De nombreuses études cherchent à établir la valeur de ce coefficient de viscosité ainsi que du temps de transition qui lui est lié [NIX87],[HIL92],[BEN2002].

Nous nous sommes demandé alors si le fait de ne pas prendre en compte la dissipation nucléaire entre ces deux points pourrait expliquer le désaccord des deux modèles dans la reproduction de la distribution de charge du résidu.

Une suite intéressante de notre travail pourrait être alors constituée par l'introduction dans l'évaluation des probabilités de décroissance d'un facteur, représentant la contribution de la viscosité de la matière nucléaire et son estimation à travers un fit sur les données.

Nous avons vu aussi que les deux modèles sous-estiment le nombre d'alphas. Afin d'exclure un problème expérimental nous avons comparé les fonctions de corrélation expérimentales à celles simulées avec Gemini. Ensuite nous avons sélectionné les protons et les alphas qui montrent une déviation par rapport au modèle. Les résultats obtenus nous indiquent que le nombre des particules dues à une émission hors équilibre est bien limité et que sa prise en compte n'affecte pas les résultats du backtracing, la multiplicité moyenne des alphas restant toujours sous-estimée.

Comme nous avons expliqué nous ne pouvons pas discriminer entre les deux modèles : en effet nous n'avons pas remarqué des différences entre les deux modèles, tout au moins en ce qui concerne les observables statiques [NAP2004].

Toutefois nous ne pouvons pas exclure la présence de la multifragmentation et nous nous proposons, par la suite, d'introduire des observables dynamiques dans la procédure de backtracing, qui pourraient mettre en évidence, mieux que les observables statiques, des différences, afin de pouvoir discriminer entre les deux modèles.

Annexe A

$^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV

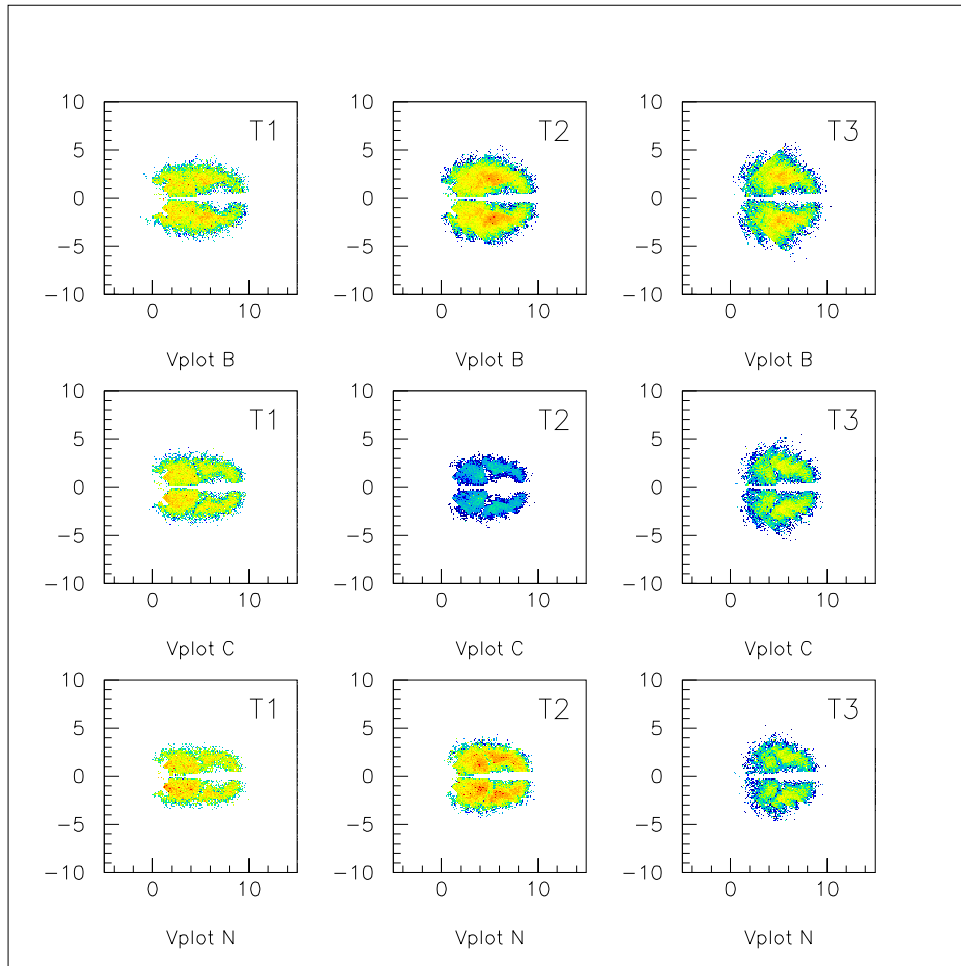


FIG. A.1 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les bores, carbones et azotes pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

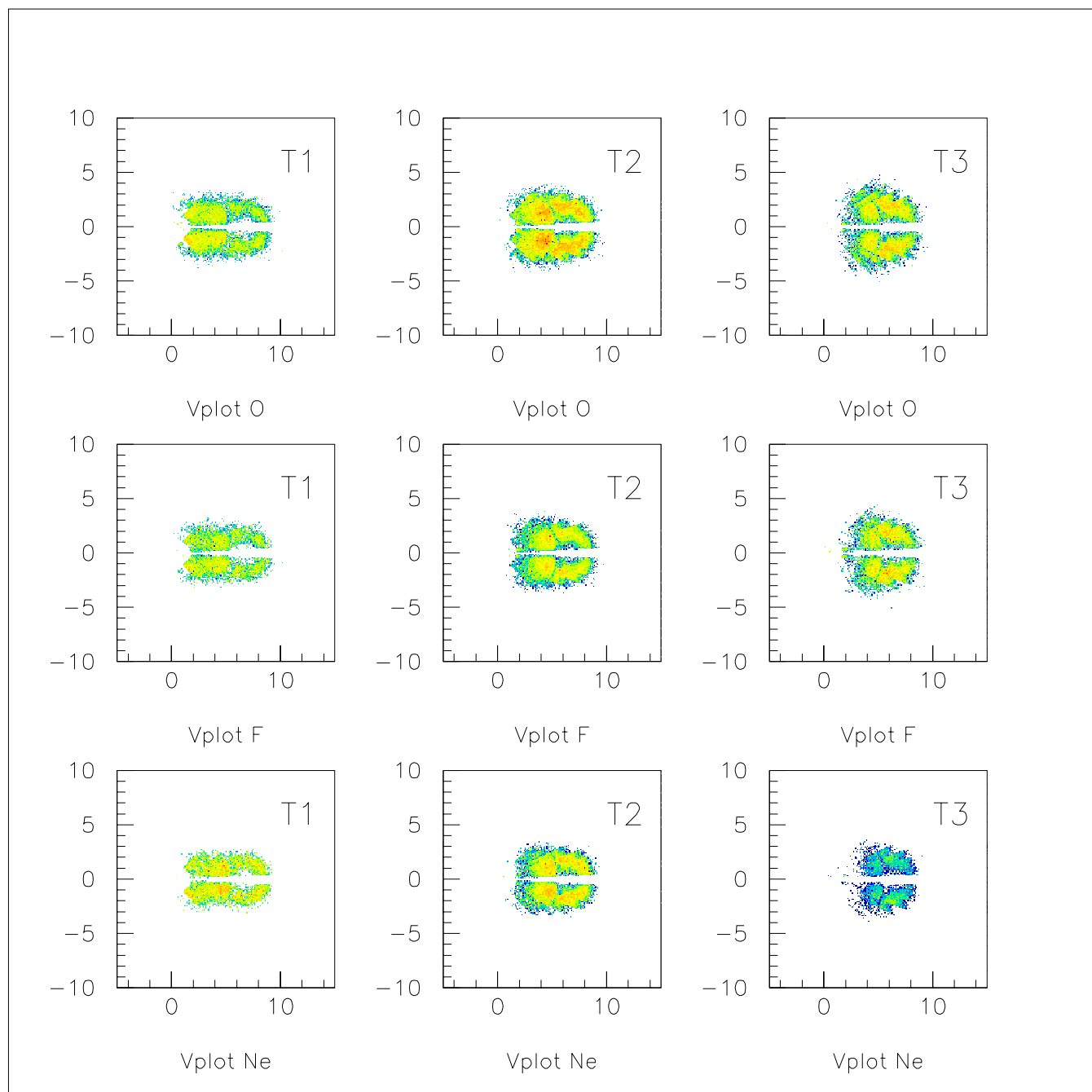


FIG. A.2 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche $T1$, $T2$ et $T3$ pour O , F et Ne pour le système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.

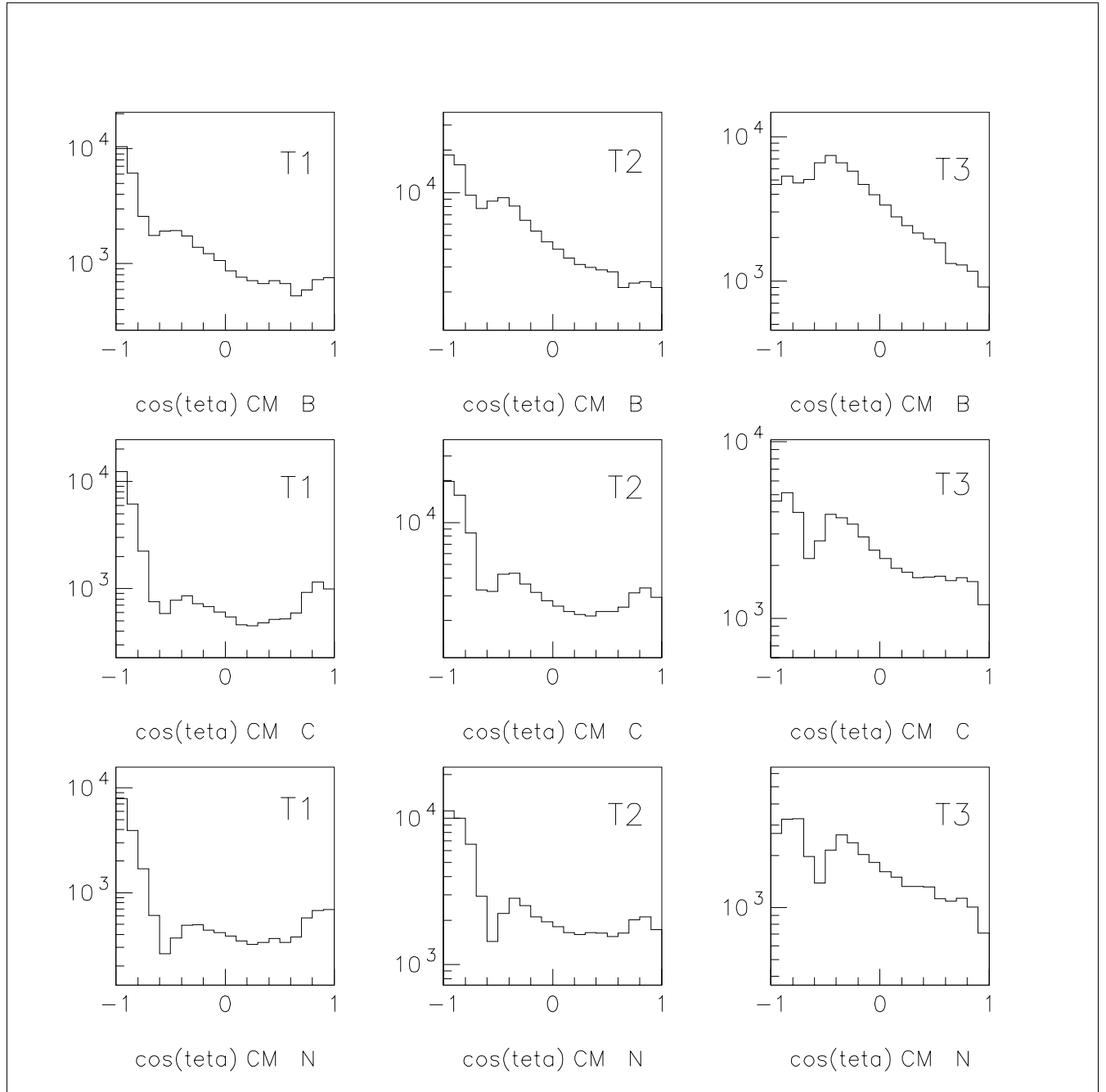


FIG. A.3 – *Distribution angulaire dans le centre de masse pour B, C et N pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

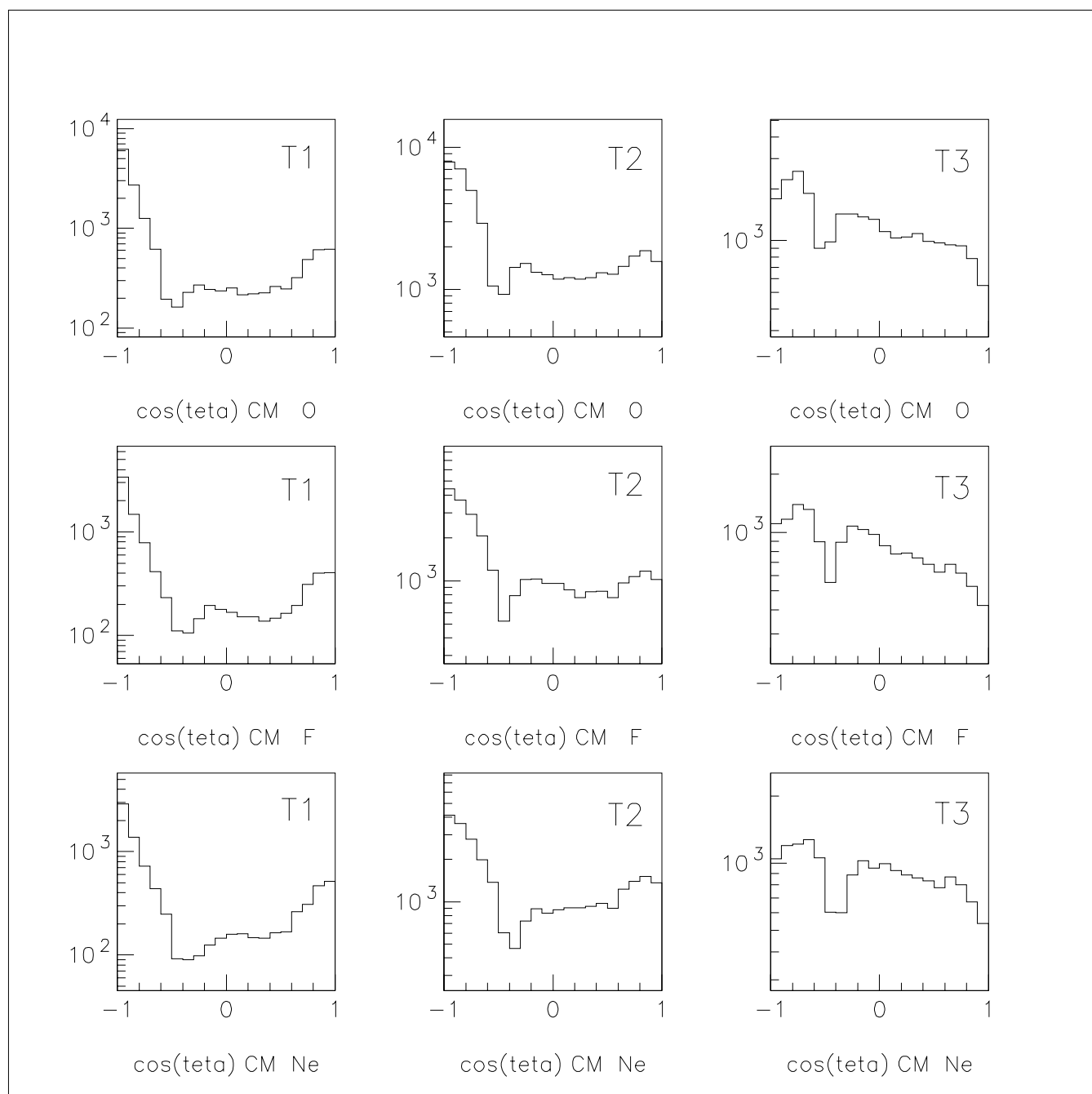


FIG. A.4 – *Distribution angulaire dans le centre de masse pour O, F et Ne pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30 A.MeV.*

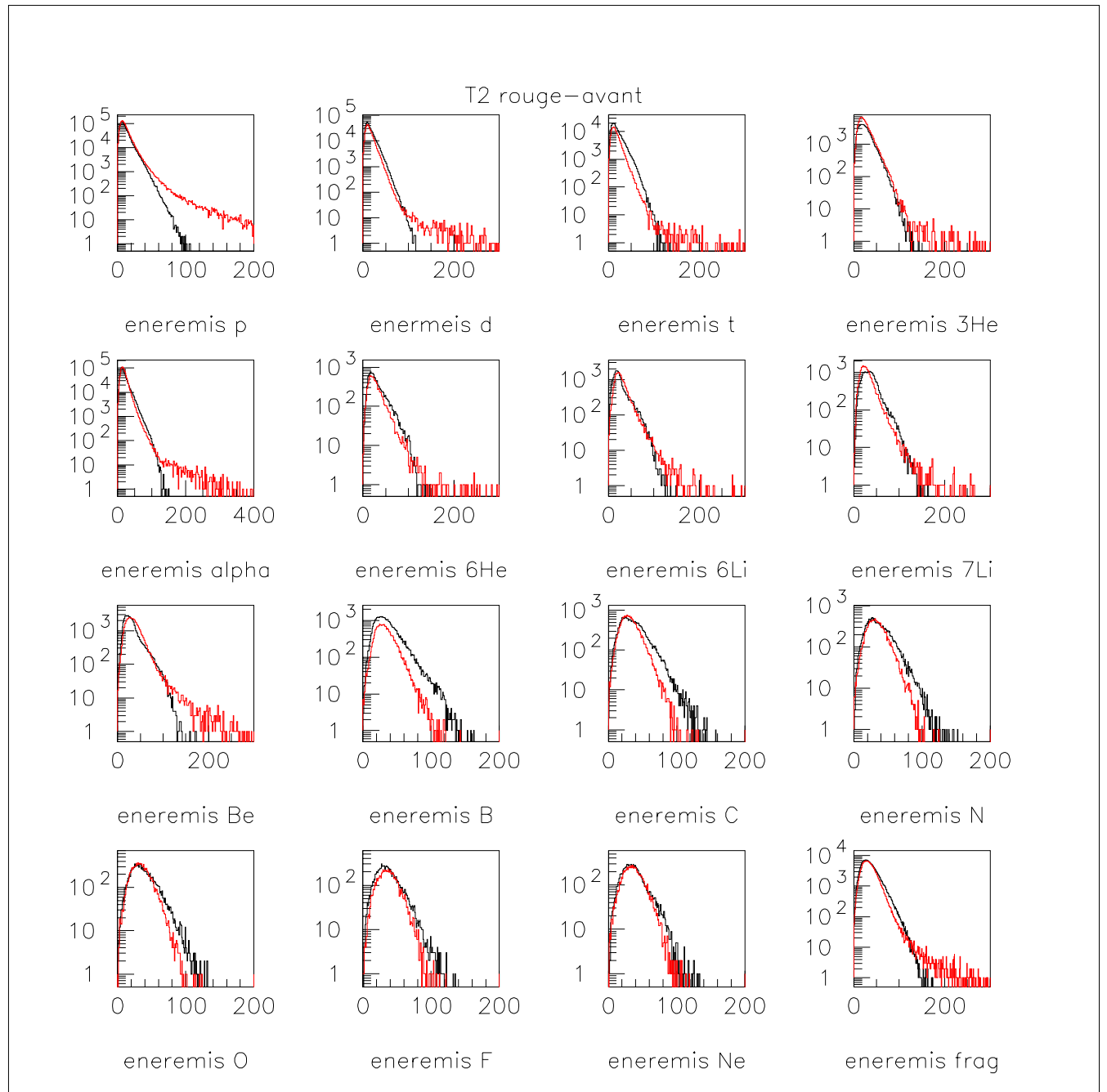


FIG. A.5 – Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T2.

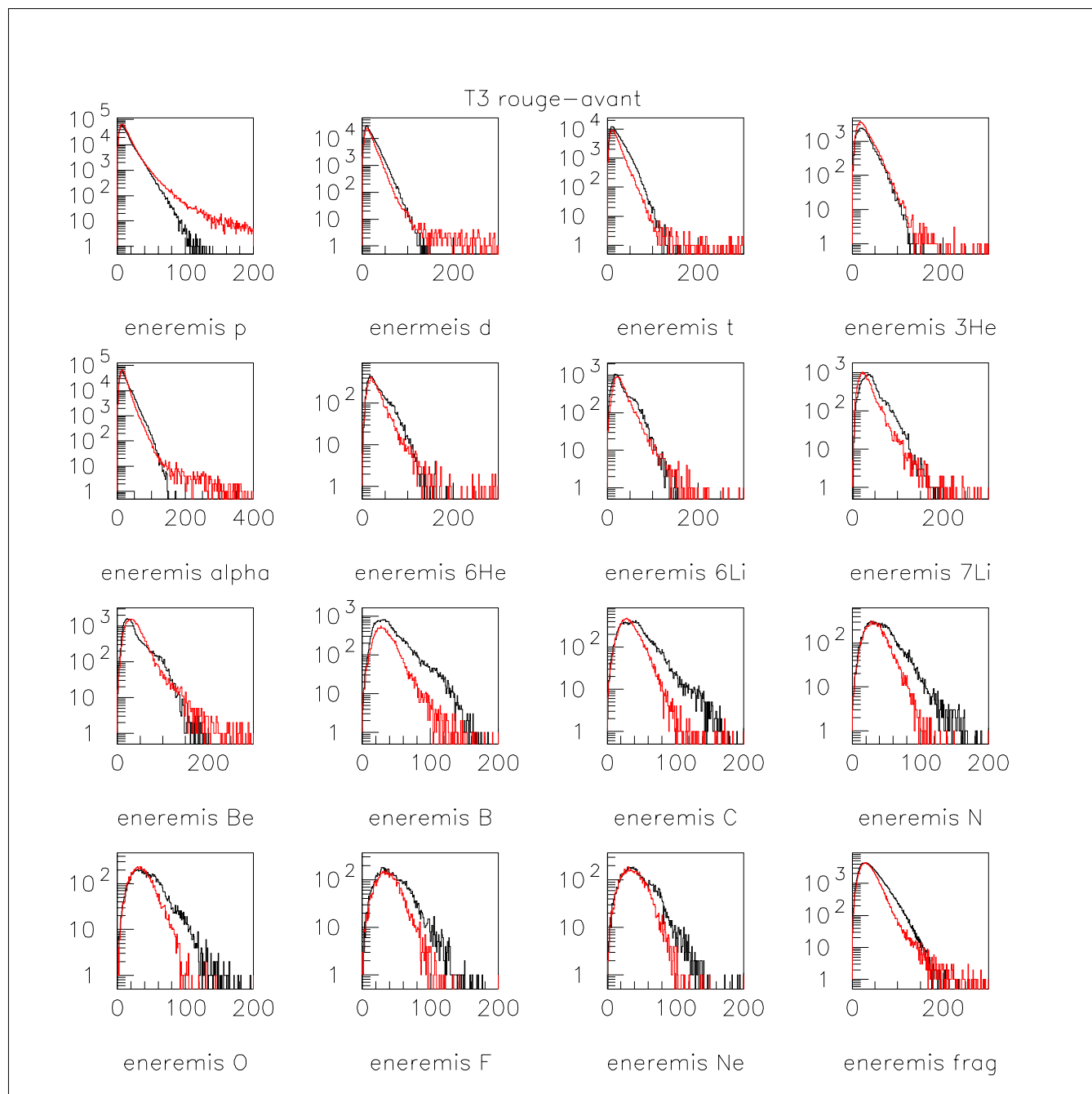


FIG. A.6 – Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T3.

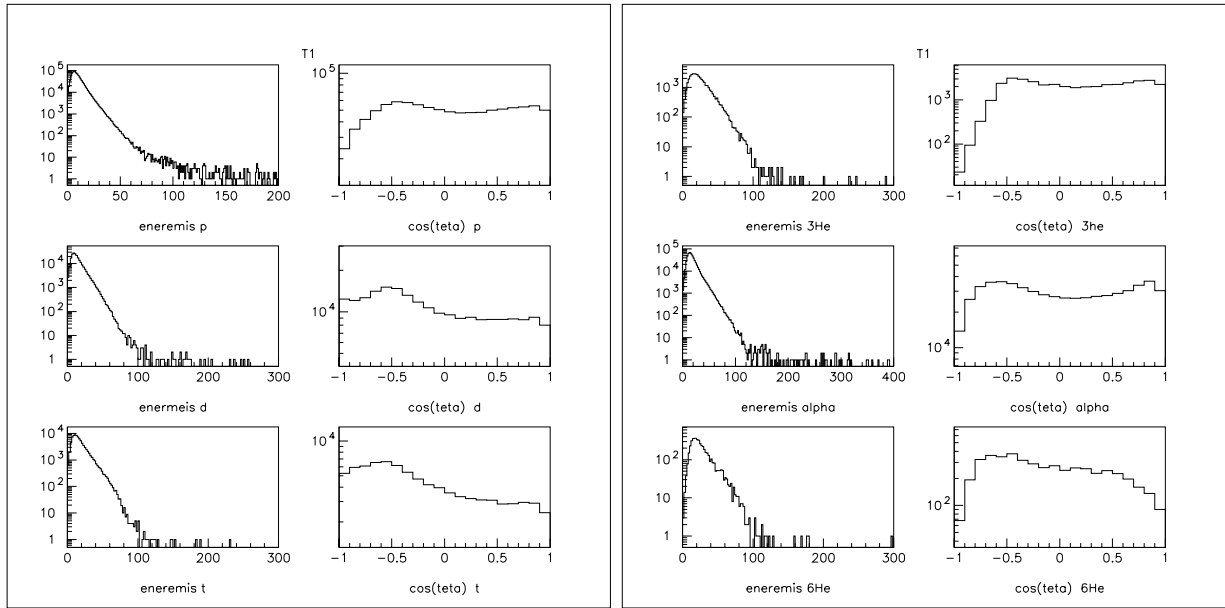


FIG. A.7 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche $T1$.

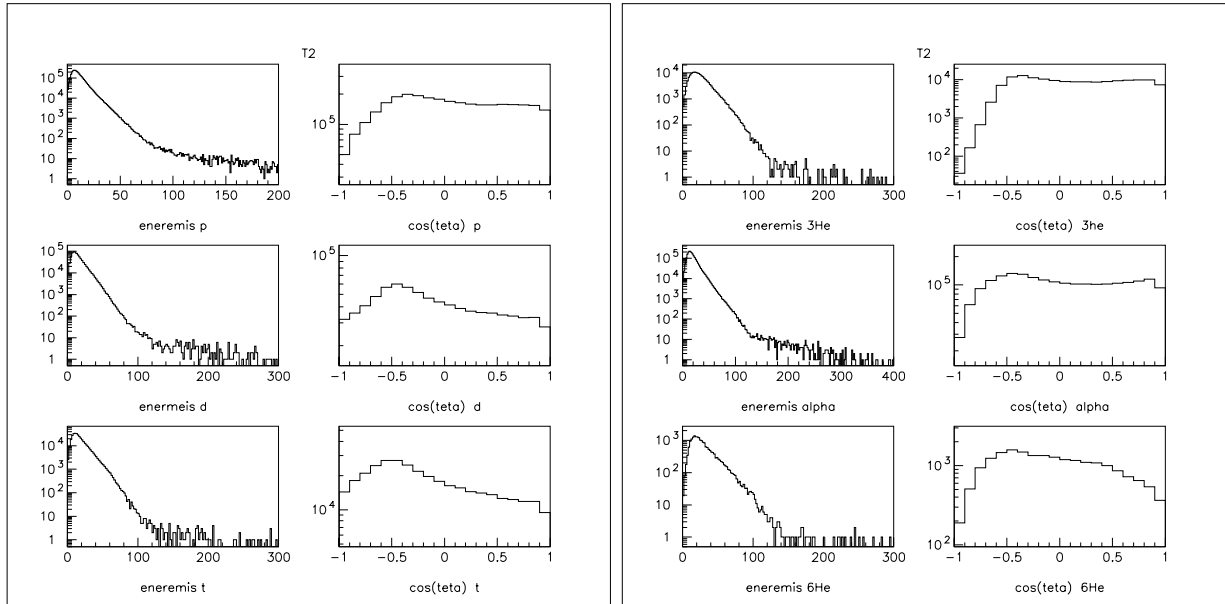


FIG. A.8 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche $T2$.

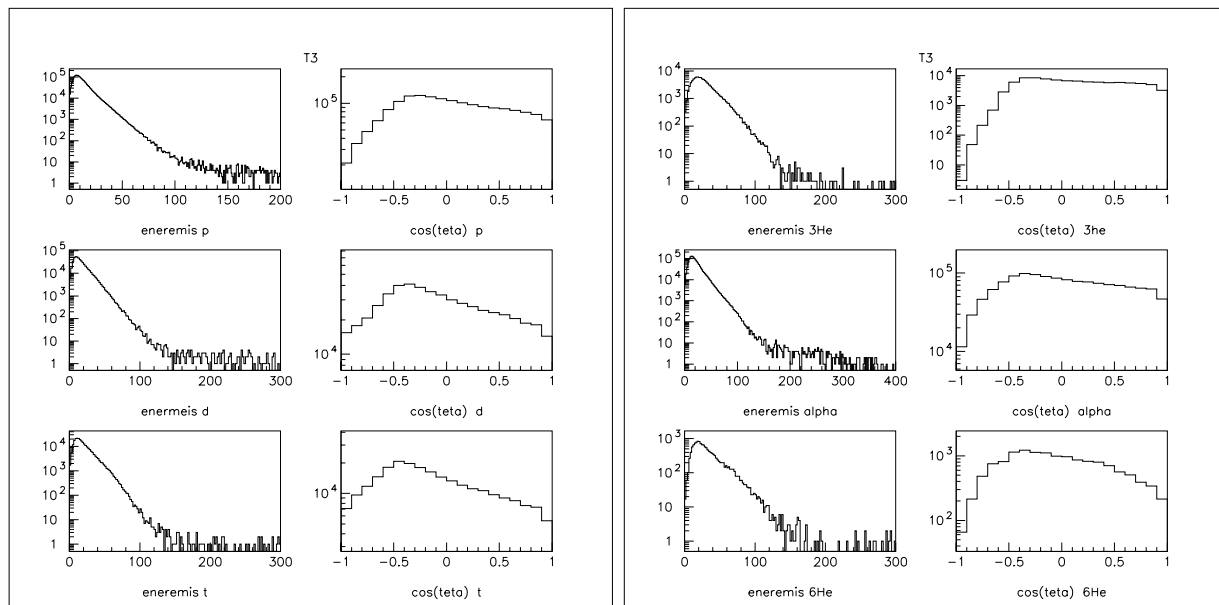


FIG. A.9 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source et pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T3.

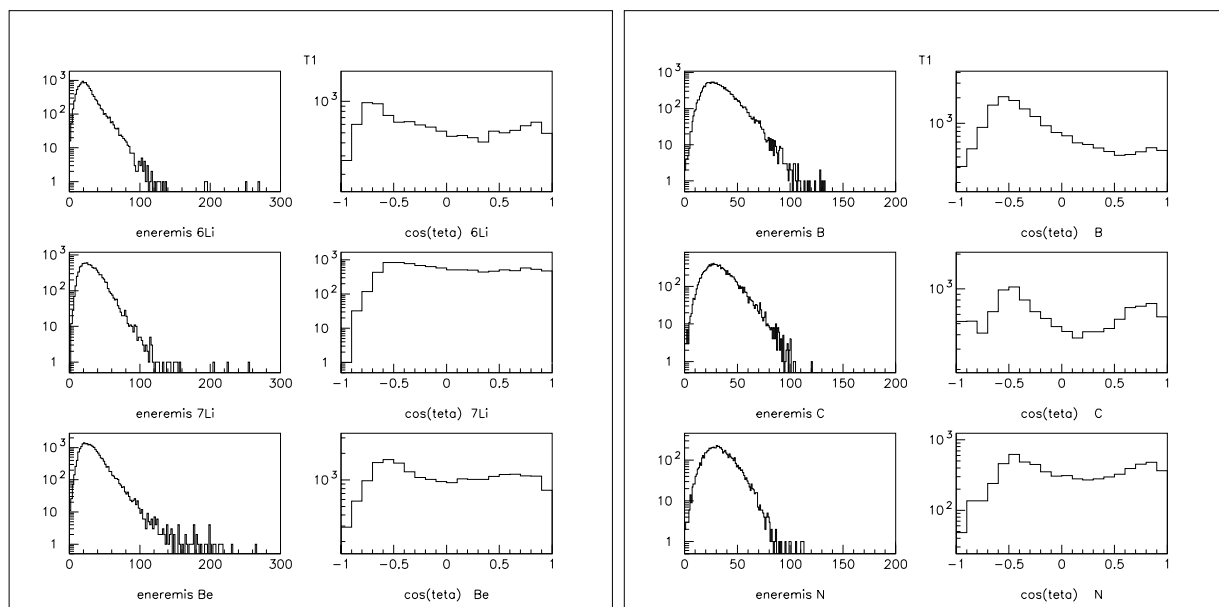


FIG. A.10 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li , 7Li , Be , B , C et N , pour la tranche T1.

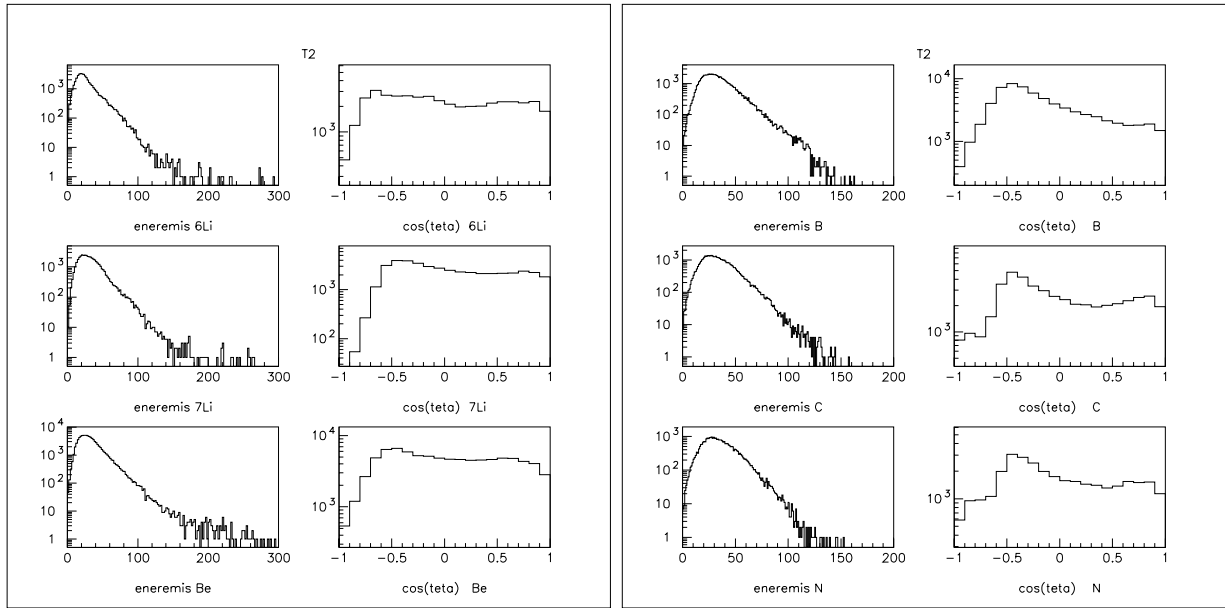


FIG. A.11 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Be, B, C et N, pour la tranche T2.

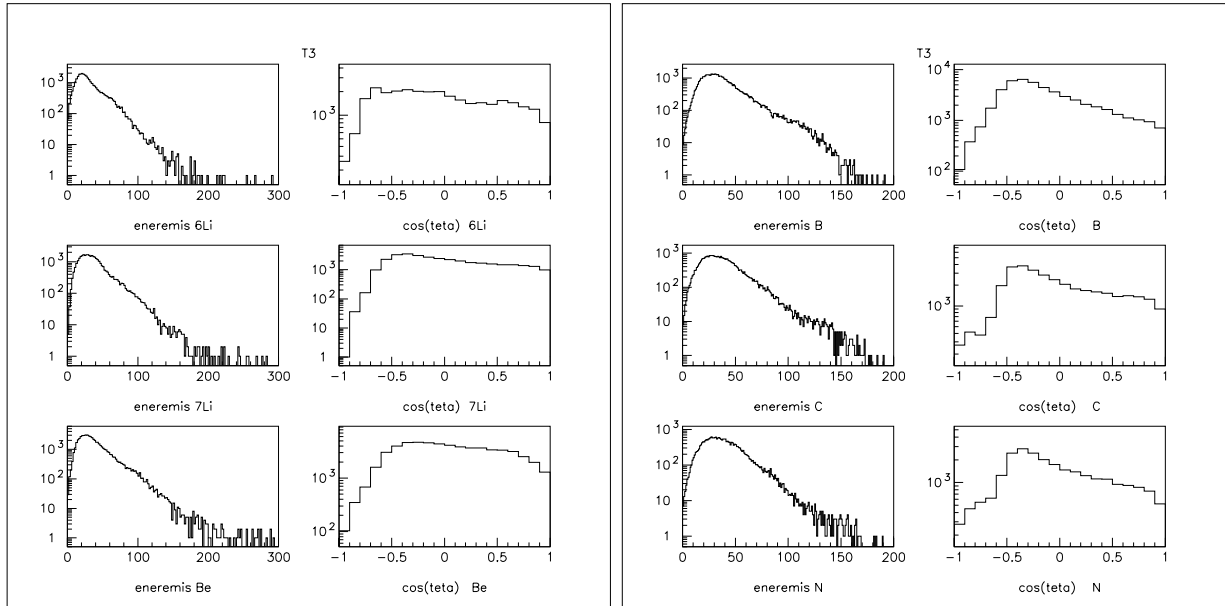


FIG. A.12 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Be, B, C et N, pour la tranche T3.

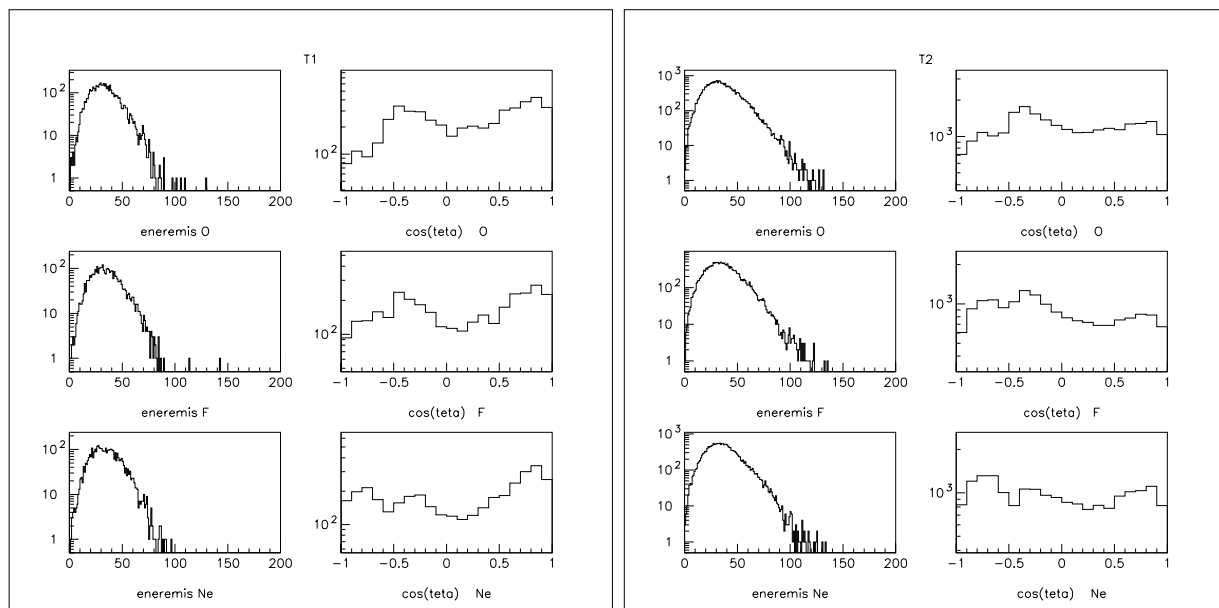


FIG. A.13 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour la tranche T1 et T2.

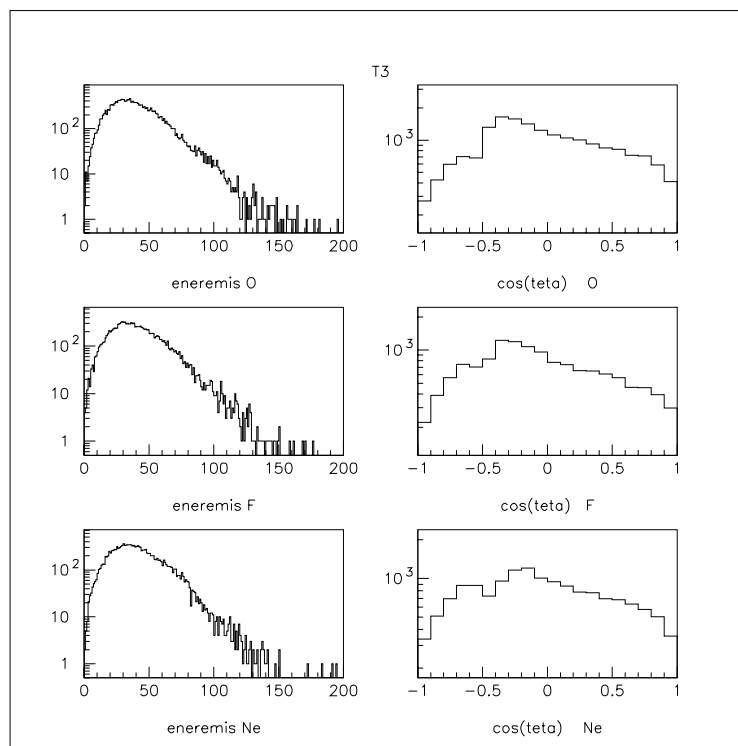


FIG. A.14 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour la tranche T3.

Annexe B

$^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV

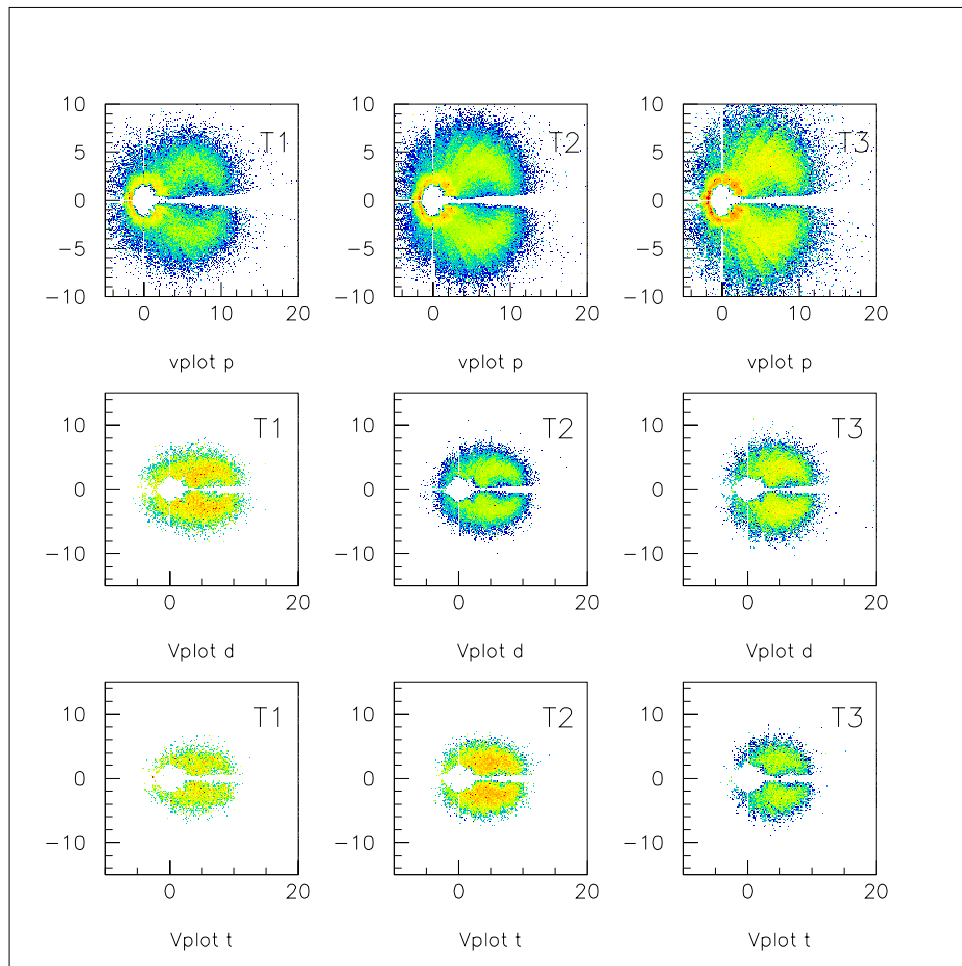


FIG. B.1 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les protons, les deutons et les tritons pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

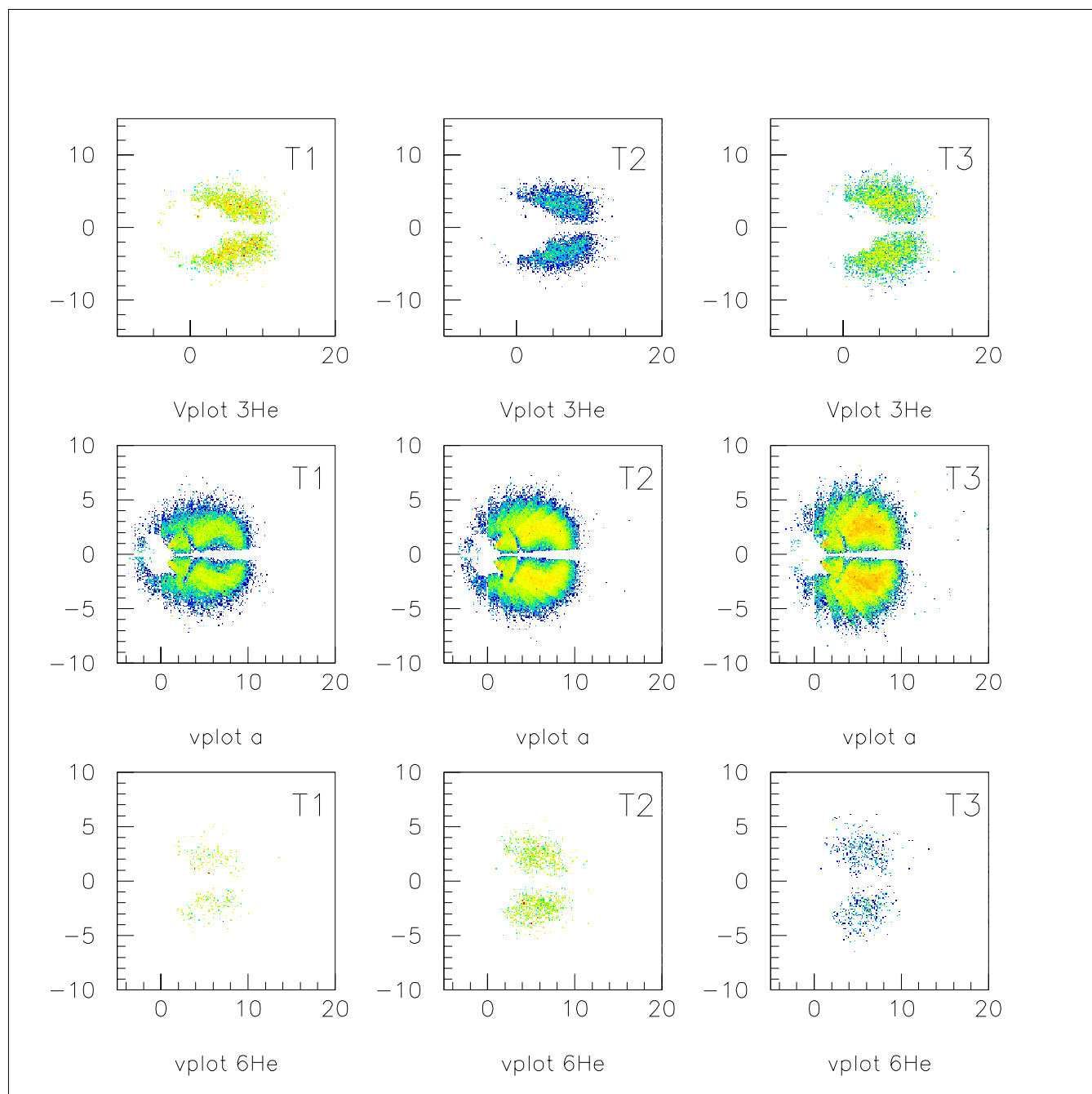


FIG. B.2 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les $Z=2$: ^3He , alphas et ^6He pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

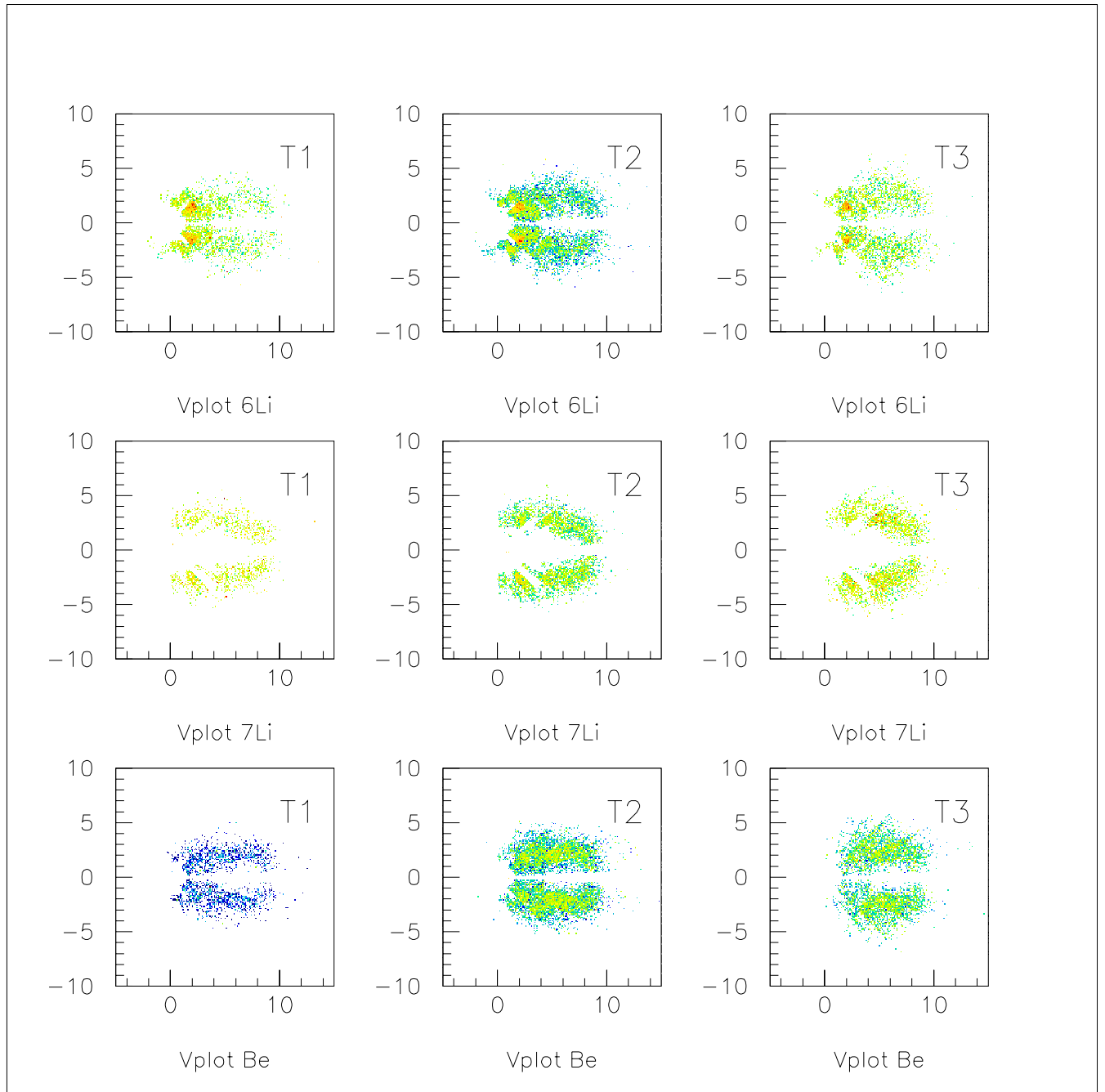


FIG. B.3 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les $Z=3$: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et Be pour ${}^{93}\text{Nb} + {}^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

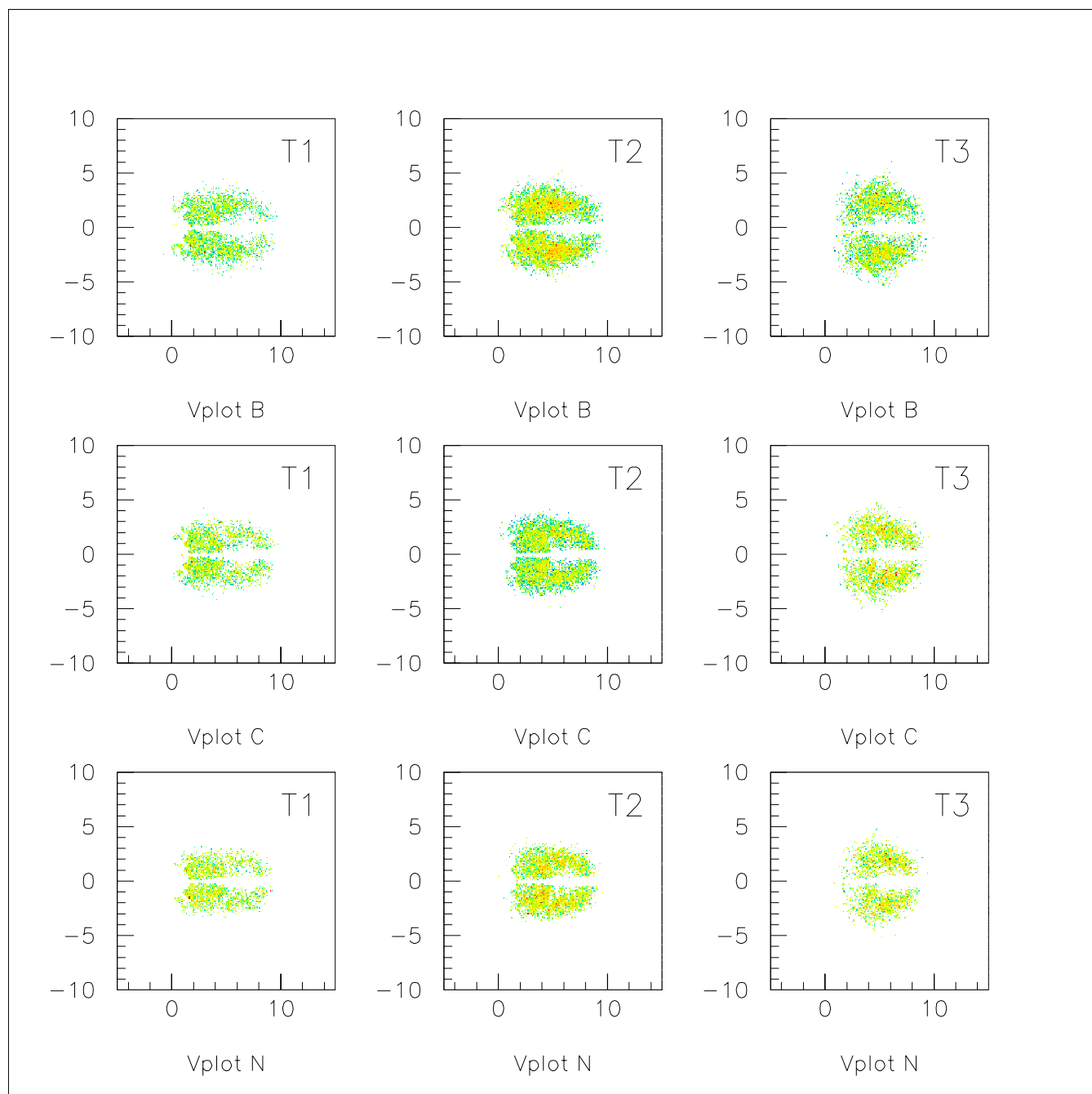


FIG. B.4 – Spectres bidimensionnels invariants V_{per} en fonction de V_{par} pour chaque tranche T1, T2 et T3 pour les bores, carbones et azotes pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

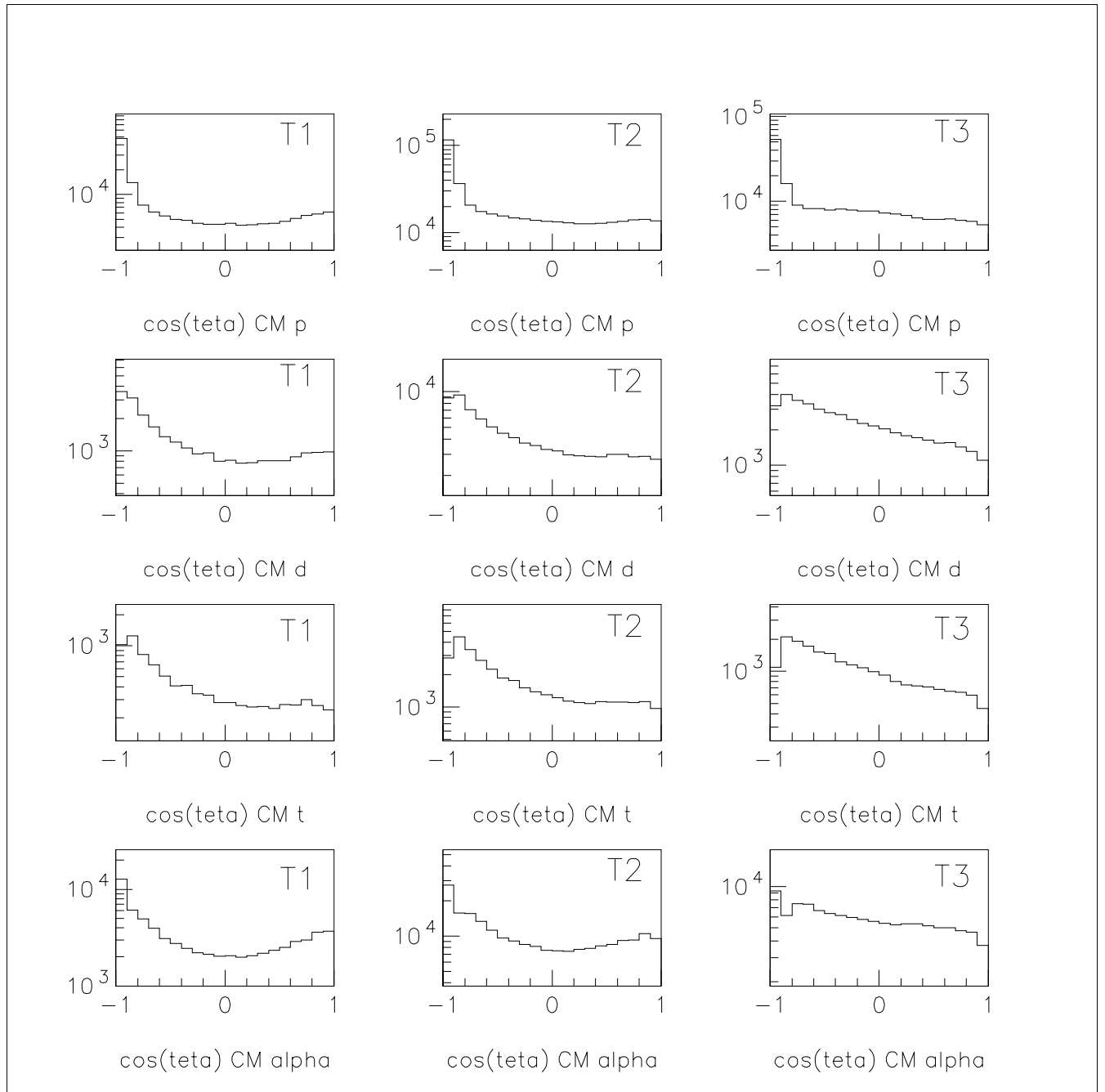


FIG. B.5 – *Distribution angulaire dans le Centre de Masse pour protons, deutons et tritons et alphas pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.*

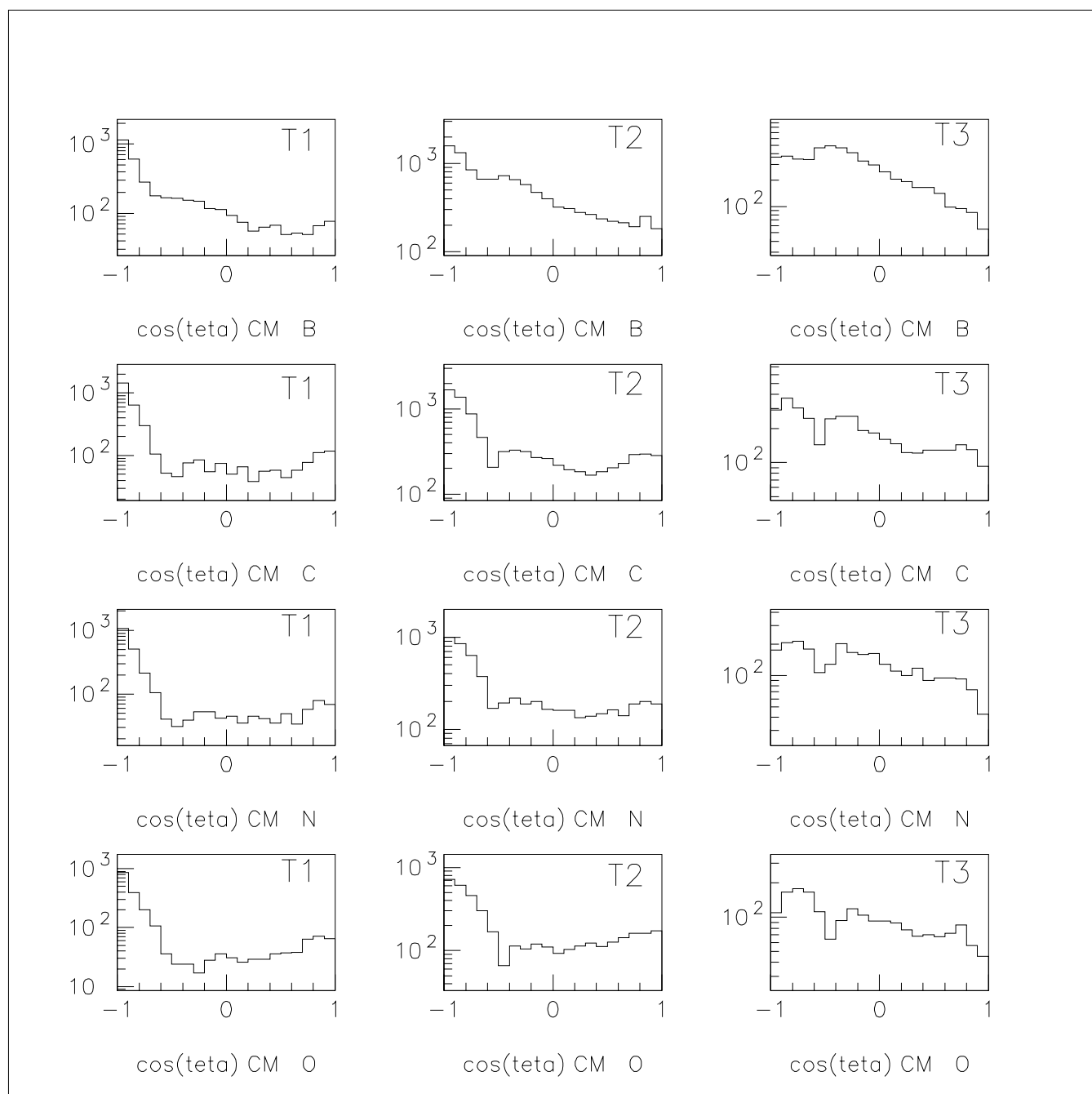


FIG. B.6 – *Distribution angulaire dans le Centre de Masse pour Be, B, C et N pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.*

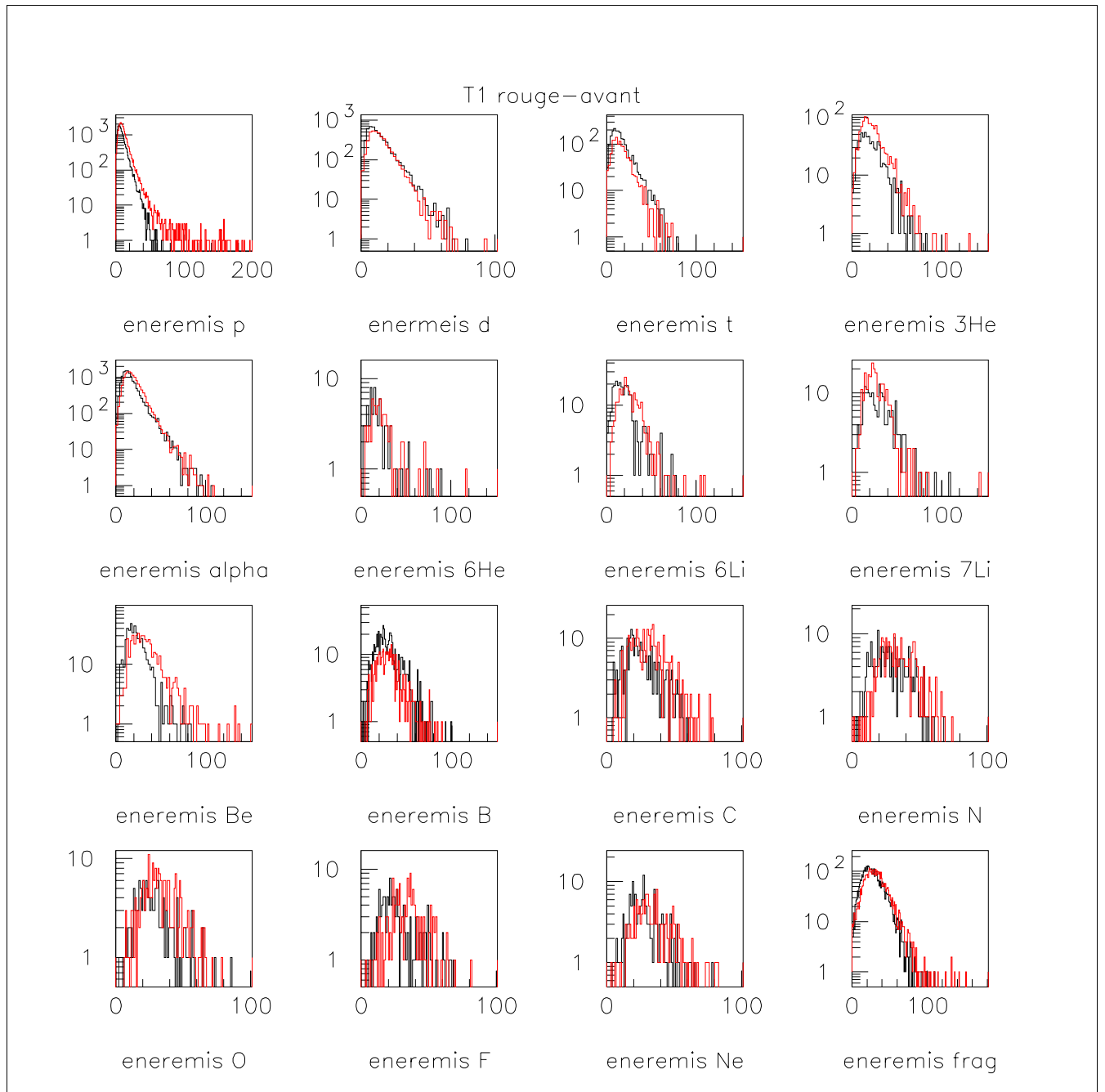


FIG. B.7 – Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T1 pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

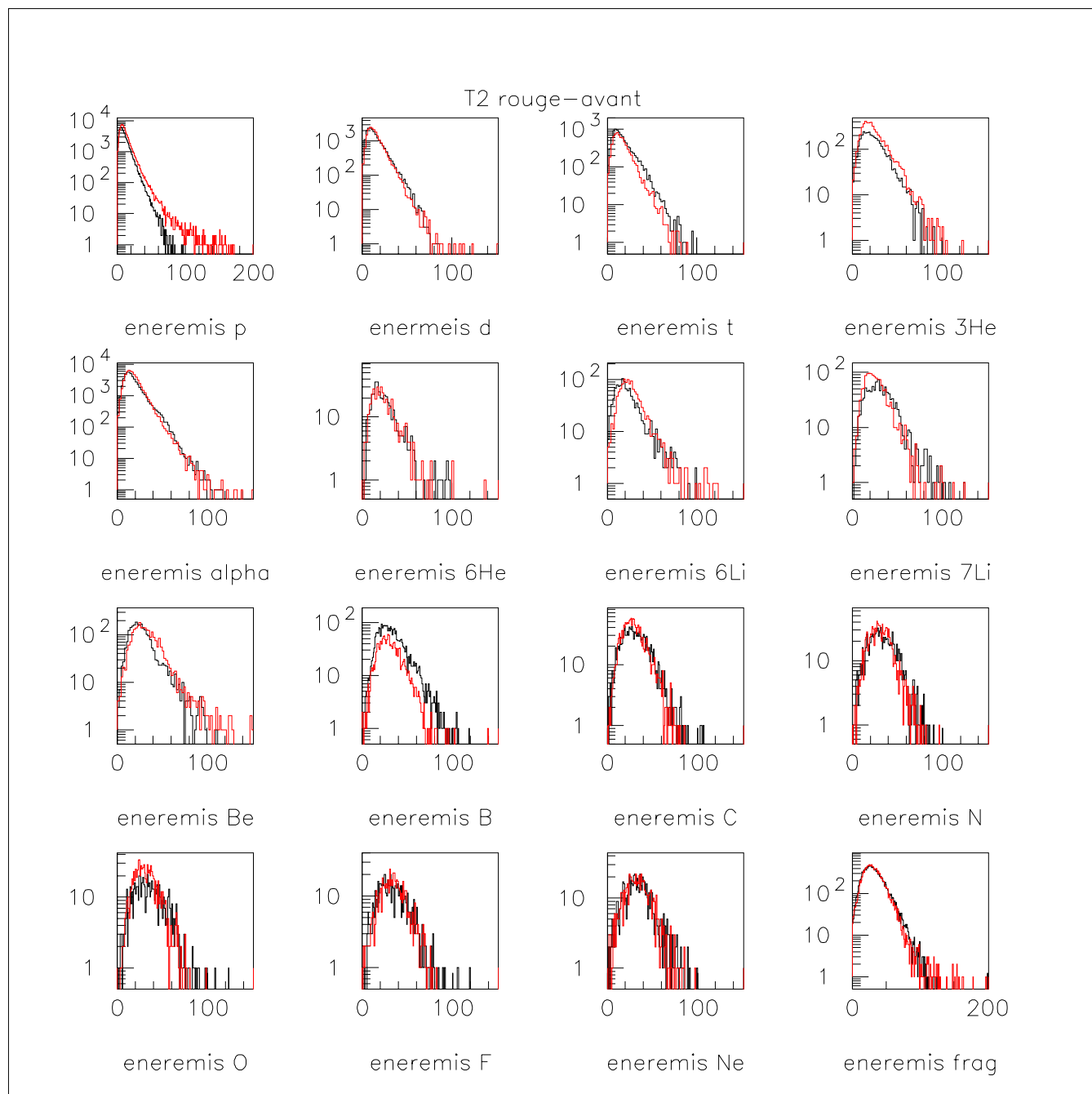


FIG. B.8 – Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T2 pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

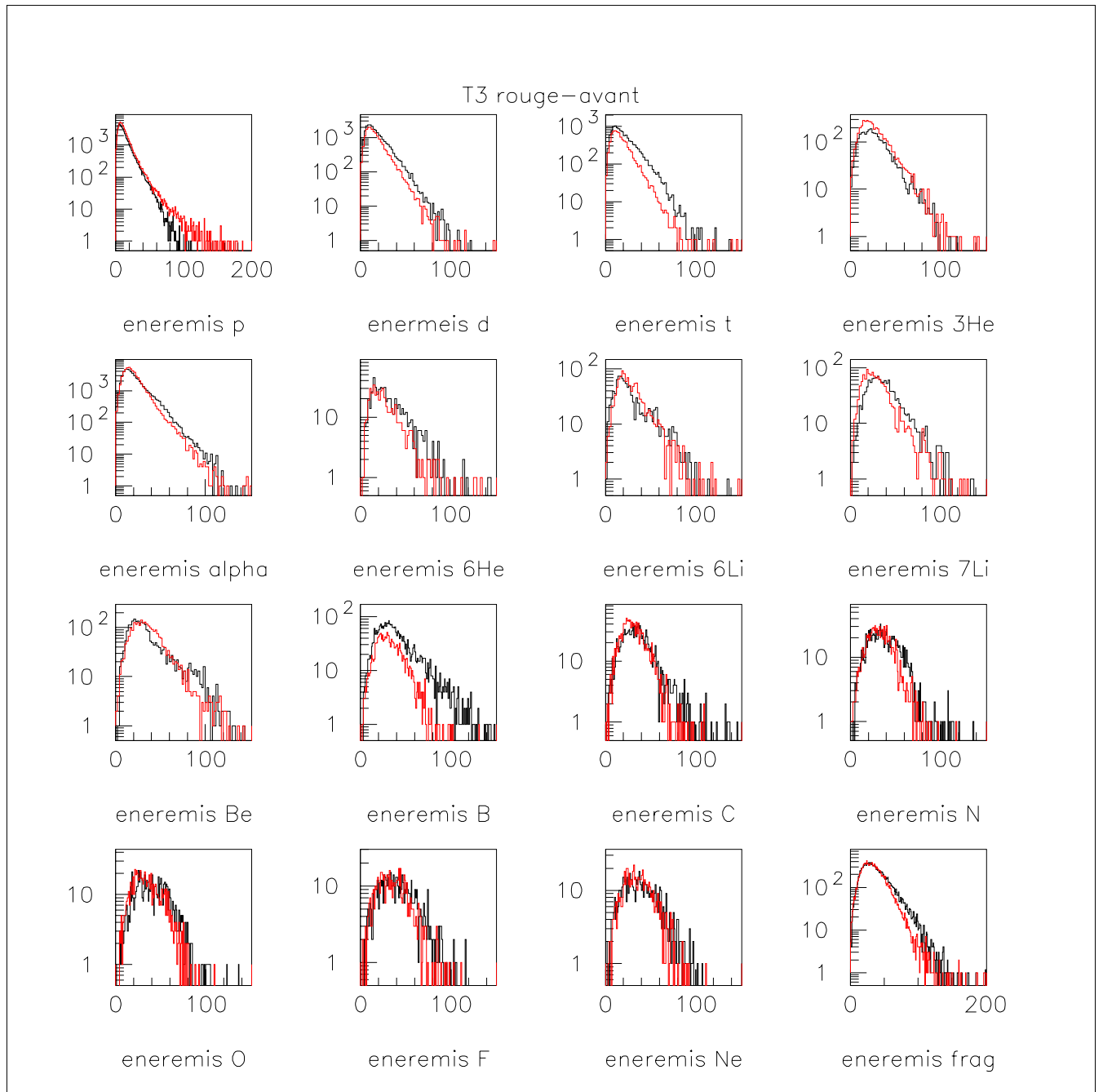


FIG. B.9 – Spectres d'émission dans le repère de la source en avant (rouge) et à l'arrière (noir) pour la tranche T3 pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30 A.MeV.

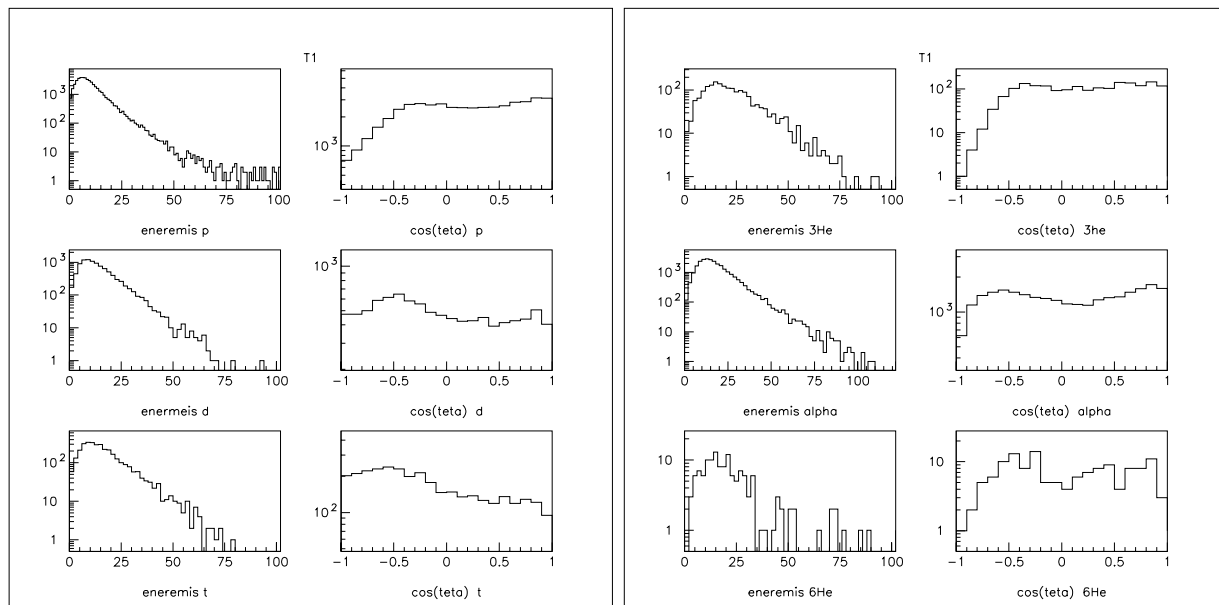


FIG. B.10 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T1.

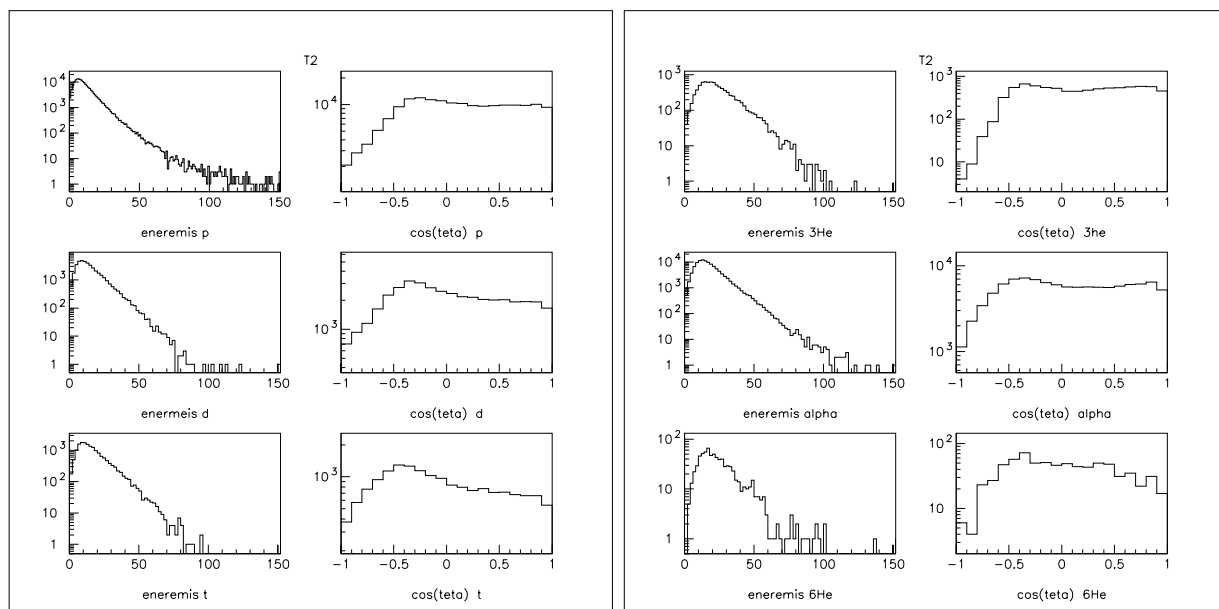


FIG. B.11 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche T2.

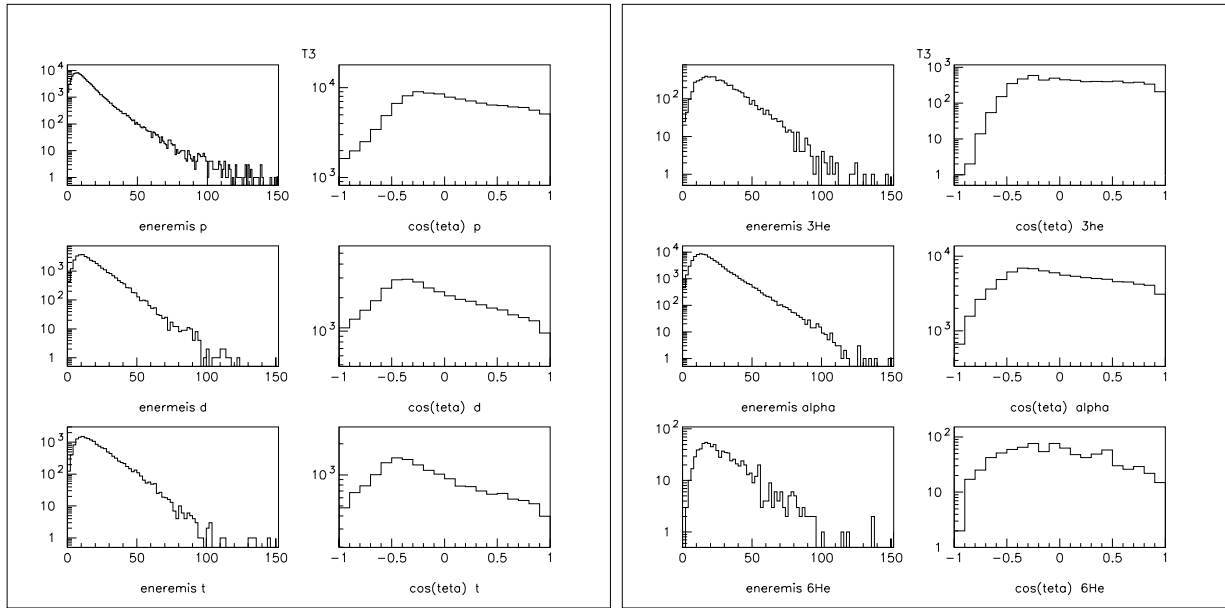


FIG. B.12 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source et pour les $Z=1$ et $Z=2$, pour la tranche $T3$.

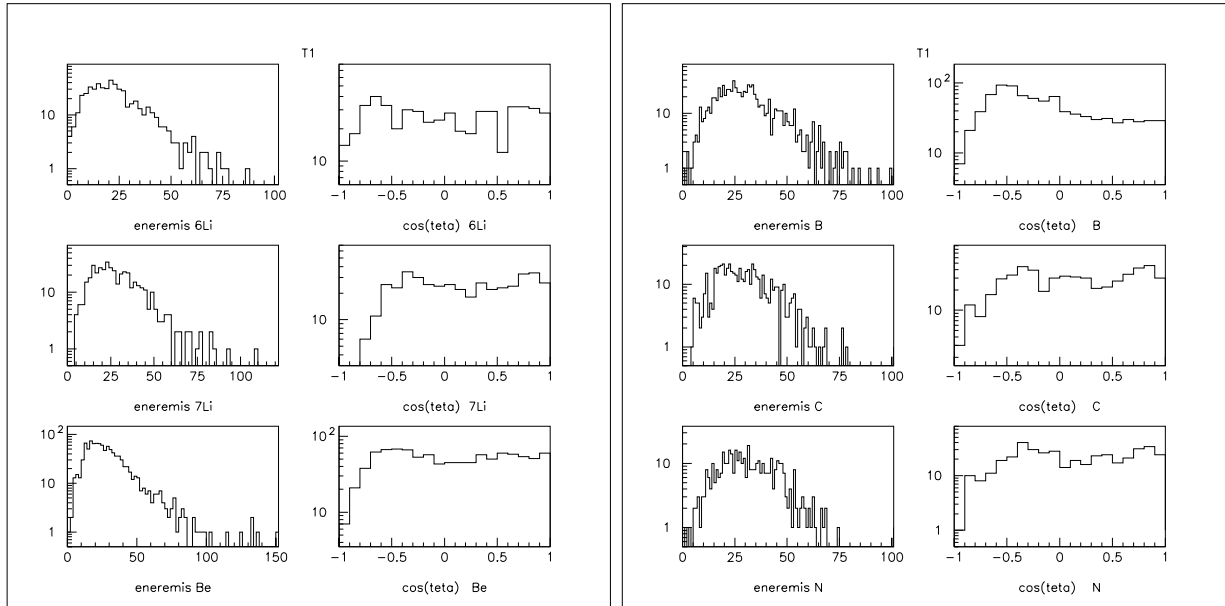


FIG. B.13 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li , 7Li , Be , B , C et N , pour la tranche $T1$.

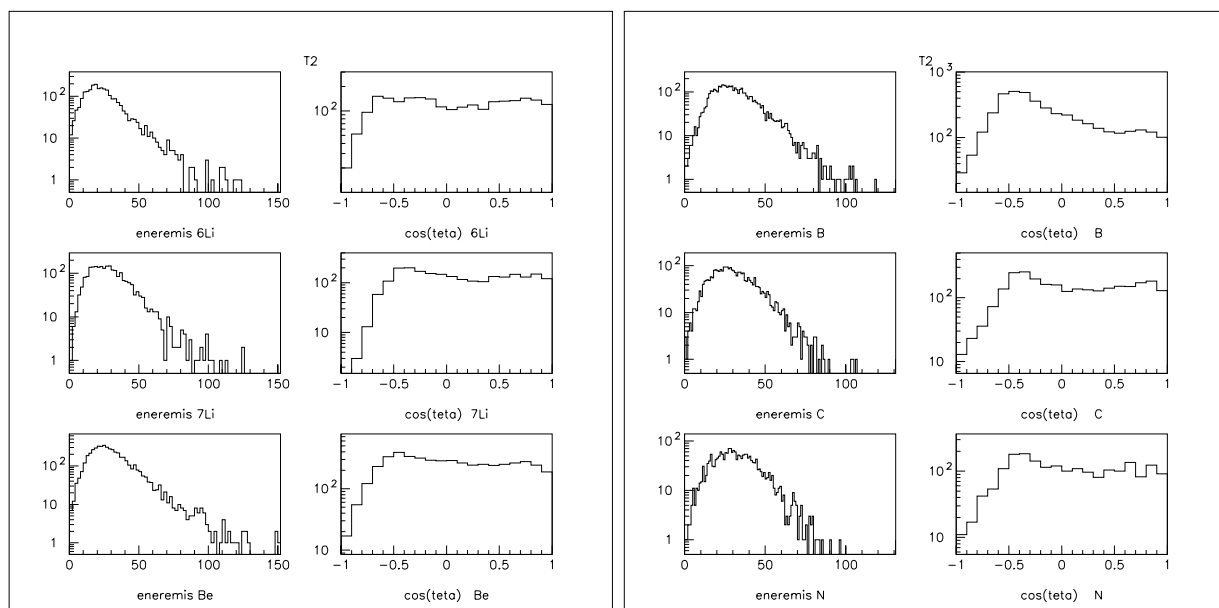


FIG. B.14 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li, 7Li, Be, B, C et N, pour la tranche T2.

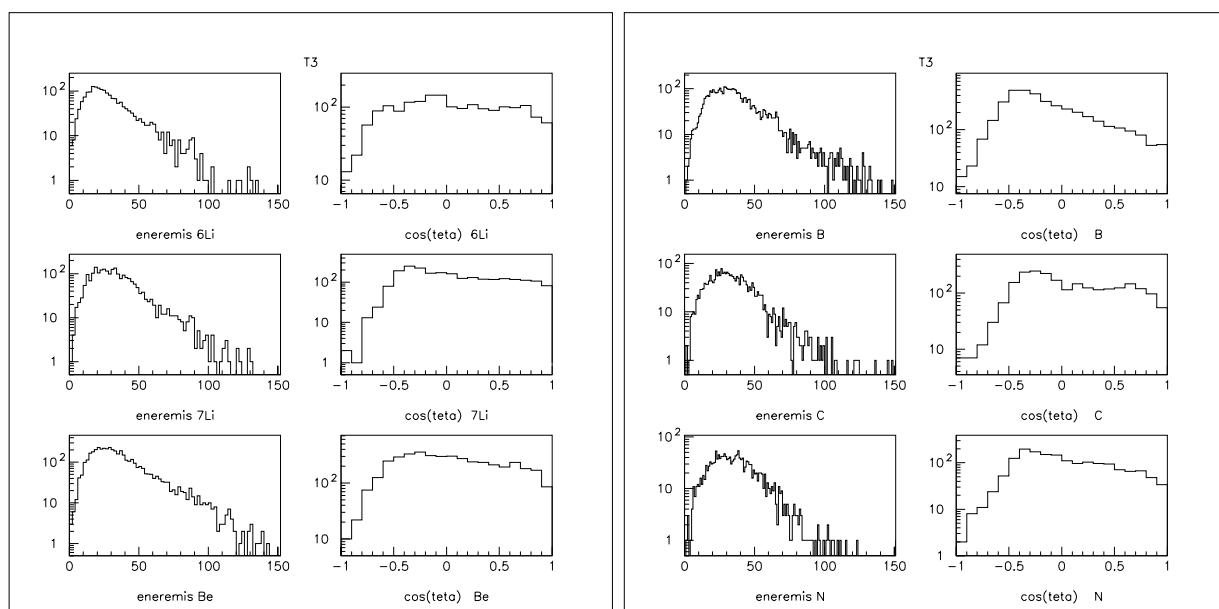


FIG. B.15 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les 6Li, 7Li, Be, B, C et N, pour la tranche T3.

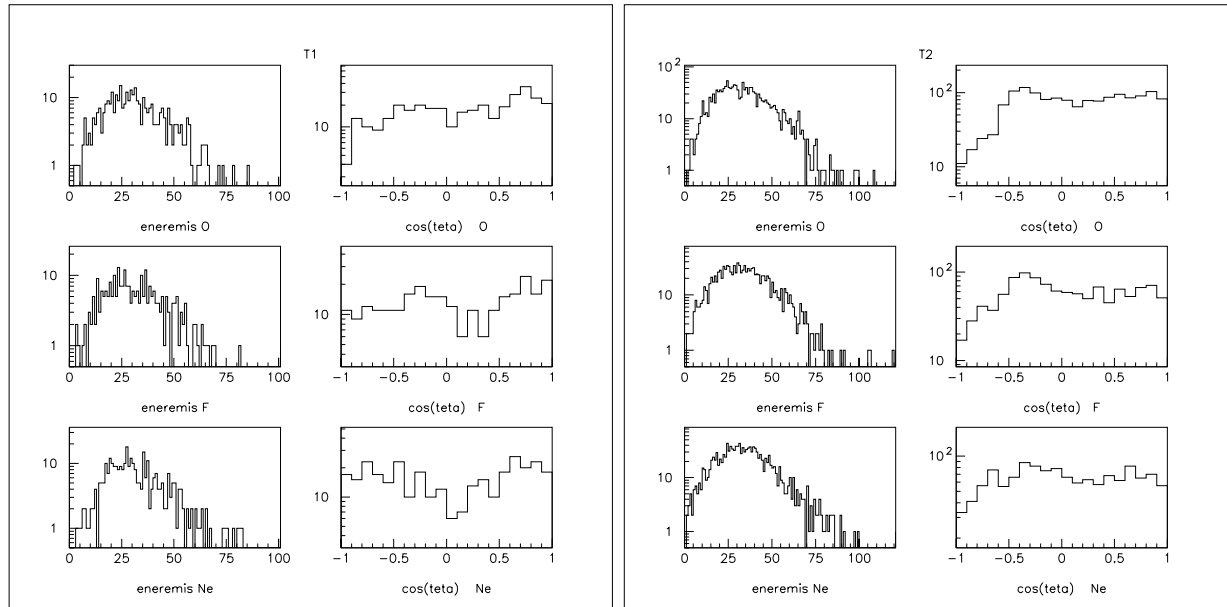


FIG. B.16 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour les tranches T1 et T2.

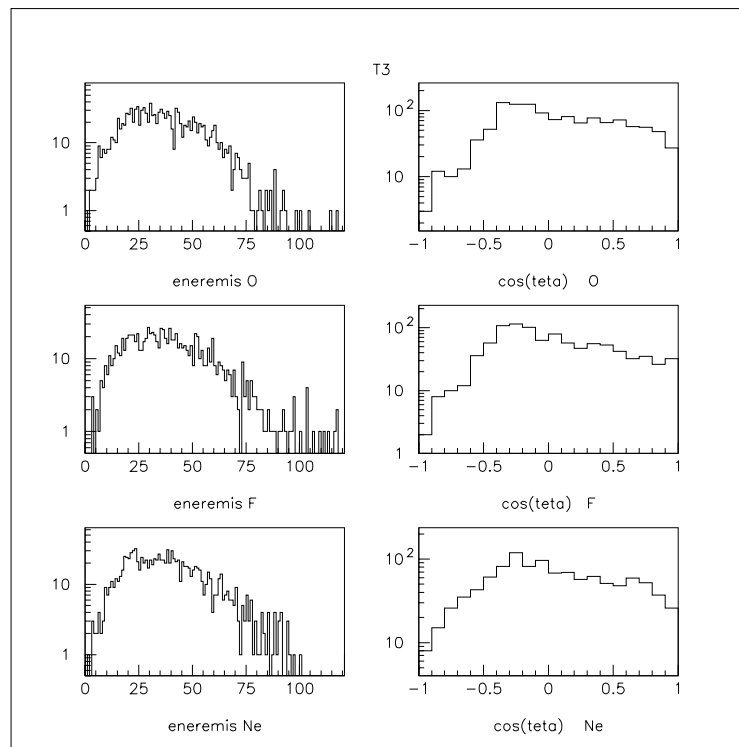


FIG. B.17 – Distributions d'énergie et distributions angulaires dans le repère de la source pour les O, F et Ne pour la tranche T3.

Annexe C

Les simulations avec le code statistique Gemini

On a introduit dans le code les caractéristiques moyennes des sources obtenues pour les trois tranches différentes de façon à en obtenir la décroissance dans l'hypothèse du Modèle Statistique.

On a d'abord effectué plusieurs simulations pour différentes valeurs du moment angulaire L afin de voir la réponse du programme pour des valeurs données par rapport aux valeurs moyennes expérimentales. Ensuite on a utilisé une distribution du moment angulaire, qui donne ainsi une valeur $\langle L \rangle$ moyenne sur la base d'une distribution triangulaire, de façon à comparer les données dans une situation plus proche de la réalité expérimentale (on a toutefois vérifié que les résultats correspondant à la valeur moyenne d'une distribution triangulaire en L sont équivalents aux résultats des simulations obtenues en utilisant qu'une seule valeur du moment angulaire).

Pour des valeurs moyennes différentes du moment angulaire on a effectué deux séries de simulations : une prenant en compte la désexcitation de la source seulement par évaporation des particules légères ayant $Z \leq 2$ et l'autre considérant la désexcitation dans le cadre du formalisme de L. Moretto et donc avec la présence de fragments issus de la fission avec toutes les asymétries possibles.

Gemini donne en sortie la charge, la masse, la vitesse et les angles polaires et azimutaux de tous les produits de désexcitation de la source, émis dans le centre de masse. Afin de reconstruire l'événement dans le laboratoire, il faut transformer les vitesses exprimées dans le centre de masse en vitesse dans le laboratoire. Les composantes de la vitesse de la source dans le laboratoire sont tirées de façon aléatoire sur des distributions gaussiennes extraites des données expérimentales. Les vitesses dans le laboratoire sont calculées en additionnant vectoriellement les vitesses du centre de masse et de la source.

En suite on filtre les données simulées en imposant des conditions qui simulent le détecteur : la géométrie et les seuils en énergie pour les différentes particules.

Les prochains paragraphes montreront les résultats des simulations effectuées avec Gemini pour les valeurs moyennes des caractéristiques des sources relatives à chaque tranche (charge, masse et énergie d'excitation).

C.0.1 Les résultats des simulations pour $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$ à 30A.MeV

C.0.2 Tranche T1

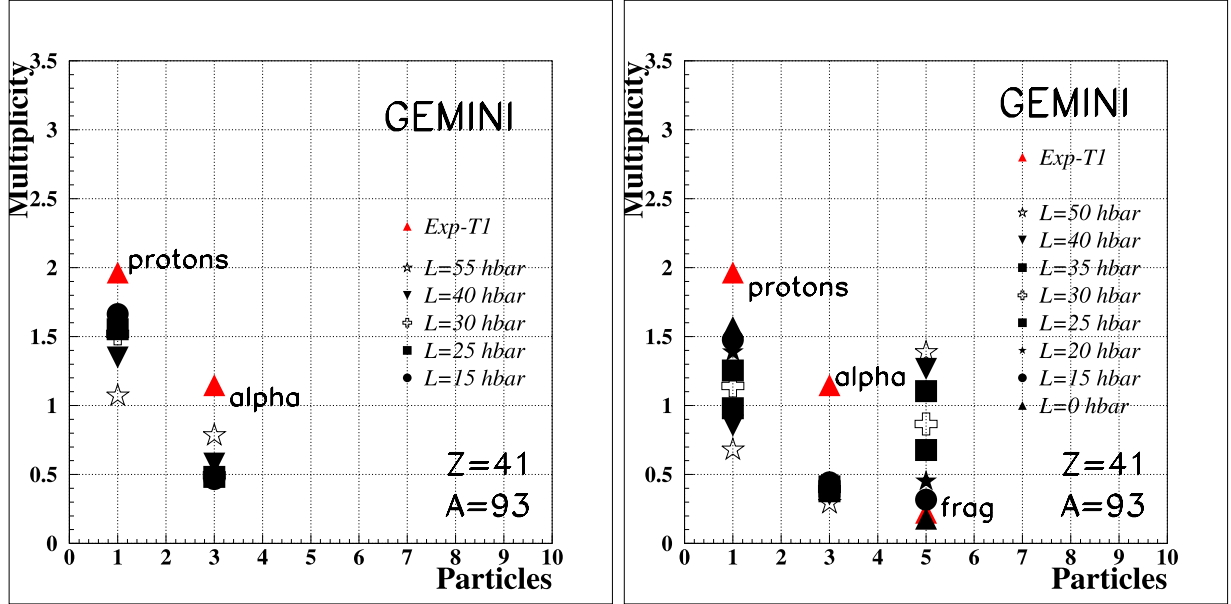


FIG. C.1 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto. $A=93$

Les figures (A.1) à (A.7) montrent les résultats des simulations effectuées pour la tranche T1 du système $^{93}\text{Nb} + ^{24}\text{Mg}$, soit pour une source ayant une charge moyenne $Z = 41$, une masse moyenne $A = 93$ et une énergie d'excitation moyenne $\epsilon^* = 1.6$ MeV/nucléon. Ces simulations ont été réalisées pour des valeurs différentes du moment angulaire moyen L , comme il est indiqué par les symboles dans les figures.

Dans la figure (A.1) à gauche sont représentées les valeurs moyennes de la multiplicité des protons et des alphas obtenues en simulant une décroissance par évaporation de particules légères; dans la même figure, partie de droite, on trouve les valeurs moyennes de multiplicité pour les protons, les alphas et les fragments pour les simulations effectuées dans le cadre du formalisme de L.Moretto. La figure (A.2), avec la même distinction que la (A.1), montre les valeurs moyennes de la charge du résidu. Dans les deux figures sont aussi représentées les valeurs moyennes des multiplicités et de la charge moyenne expérimentale en rouge pour une comparaison immédiate.

Si on fixe l'attention sur la figure (A.1) gauche, on voit qu'aucune valeur du moment angulaire n'arrive à représenter les valeurs moyennes de la multiplicité des protons et des alphas. On remarque que les multiplicités de protons augmentent pour des valeurs décroissantes du moment angulaire, tandis que, comme on l'attend, celles des alphas diminuent.

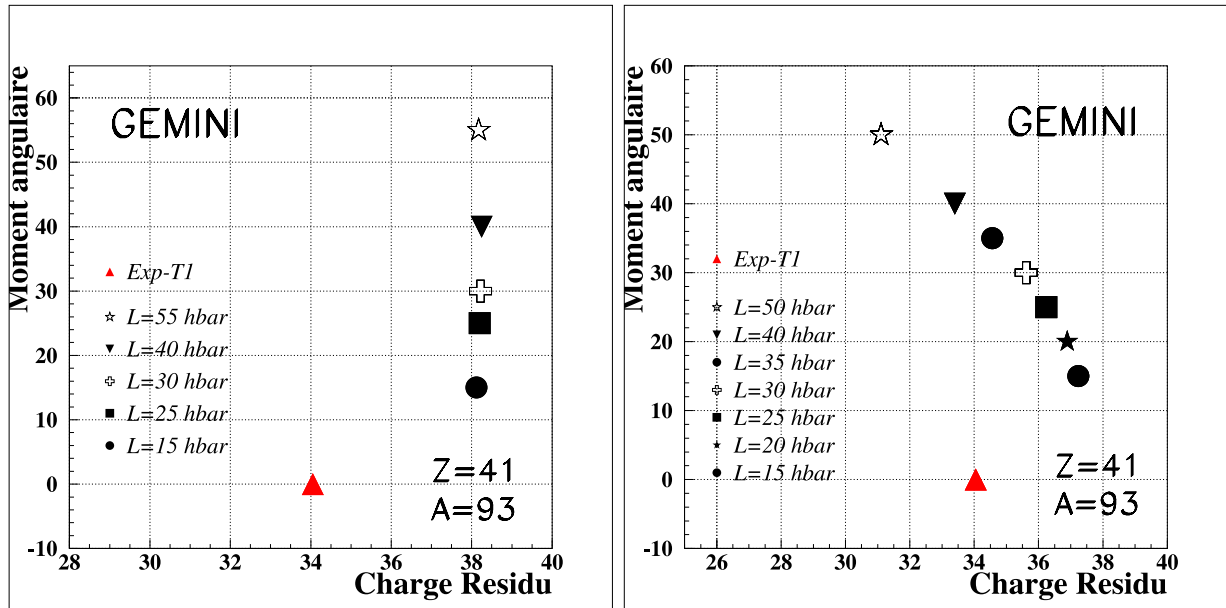


FIG. C.2 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto. $A=93$

Si on prend en compte aussi l'émission des fragments (figure (A.1) droite) on voit que la valeur moyenne de la multiplicité expérimentale des fragments est la seule à être représentée pour des valeurs très faibles du moment angulaire moyen. Les valeurs moyennes des multiplicités des protons et des alphas ne sont pas reproduites et en plus, pour ce qui concerne les multiplicités moyennes des alphas simulées on voit qu'elles sont très peu sensibles à la variation du moment angulaire.

En figure (A.2) à gauche on note que la valeur moyenne de la charge du résidu n'est pas sensible à la variation du moment angulaire, cela étant dû à une certaine compensation provenant de l'évolution de la multiplicité des protons et des alphas avec le moment angulaire, comme on l'a déjà remarqué ci-dessus. On voit aussi que, comparée à la valeur expérimentale qui figure sur la ligne de zéro du moment angulaire, elle est toujours sur-estimée d'environ quatre charges.

Dans la même figure, à droite, on voit, pour les cas où l'on prend en compte les fragments, qu'une valeur moyenne du moment angulaire entre $\langle L \rangle = 35\hbar$ et $\langle L \rangle = 40\hbar$ peut représenter la valeur moyenne expérimentale de la charge du résidu ainsi que la largeur de sa distribution.

La figure (A.3) montre, à titre d'exemple, la comparaison simulation-données pour les multiplicités des protons et des alphas, leurs vitesses et énergies ainsi que la distribution en charge du résidu et la distribution de la charge des produits de la réaction. En rouge les courbes obtenues avec Gemini, en bleu celles relatives aux données expérimentales.

Comme on l'a déjà remarqué, la seule observable qui est raisonnablement reproduite est

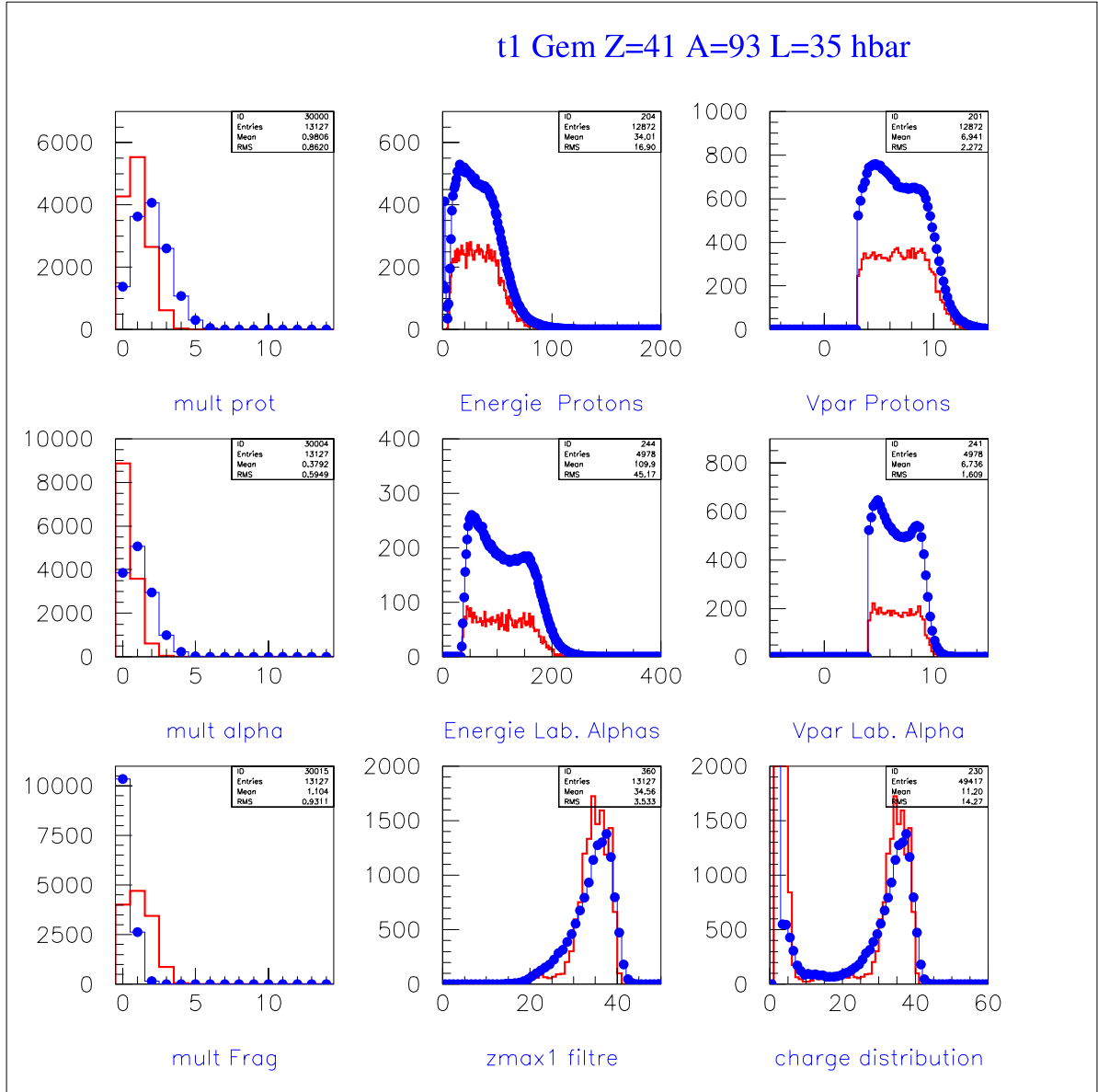


FIG. C.3 – *Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distributions de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidus et pour les produits relatifs à la tranche T1. En rouge la simulation avec Gemini pour $\langle L \rangle = 35\hbar$; les points bleus représentent les données.*

la charge du résidu tandis que les protons et les alphas sont sous-estimés et les fragments sont surestimés.

Le tableau (A.1) compare les valeurs moyennes expérimentales et de la simulation pour les observables d'intérêt.

TAB. C.1 – Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales $T1$ et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 35\hbar$.

	M_p	$E_p(\text{MeV})$	M_α	$E_\alpha(\text{MeV})$	M_{frag}	$\langle Z \rangle_{Res}$
T1	1.91 ± 1.21	33.48 ± 19.05	1.15 ± 1.00	111.40 ± 47.26	0.22 ± 0.44	34.08 ± 4.73
Gemini	0.98 ± 0.86	34.01 ± 16.90	0.38 ± 0.59	109.90 ± 45.17	1.10 ± 0.93	34.56 ± 3.53

C.0.3 Tranche T2

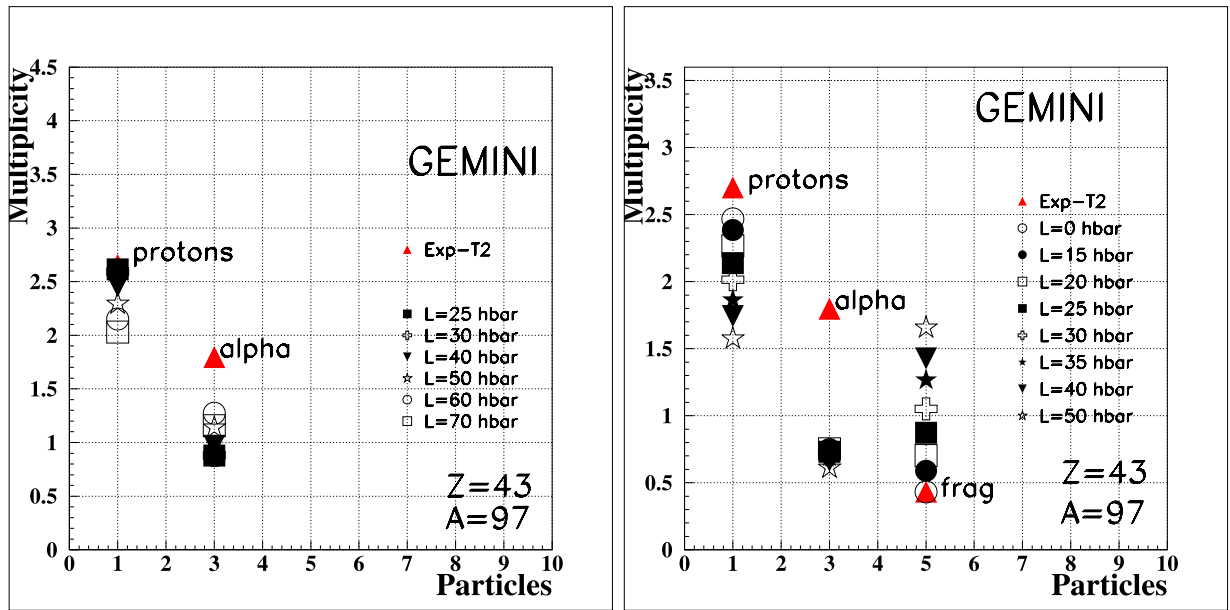


FIG. C.4 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de *L. Moretto*.

Les figures (A.4) à (A.6) montrent les résultats des simulations pour la tranche T2 pour $A = 97$ et une énergie d'excitation $e^* = 2.6$ MeV/nucléon.

La figure (A.4) montre le résumé des différentes simulations effectuées pour quelques valeurs du moment angulaire moyen L . Comme on l'a précédemment vu, à gauche on a représenté les résultats obtenus pour le cas où le système composite se désexcite simplement par évaporation de particules légères et à droite pour le cas où la désexcitation se produit en prenant en compte l'émission des fragments.

Pour la tranche T2 on voit que, dans le cas où on suppose une décroissance du système par particules légères, on reproduit la valeur moyenne de la multiplicité des protons pour un moment angulaire moyen de $\langle L \rangle = 25\hbar$; la multiplicité moyenne des alphas n'est

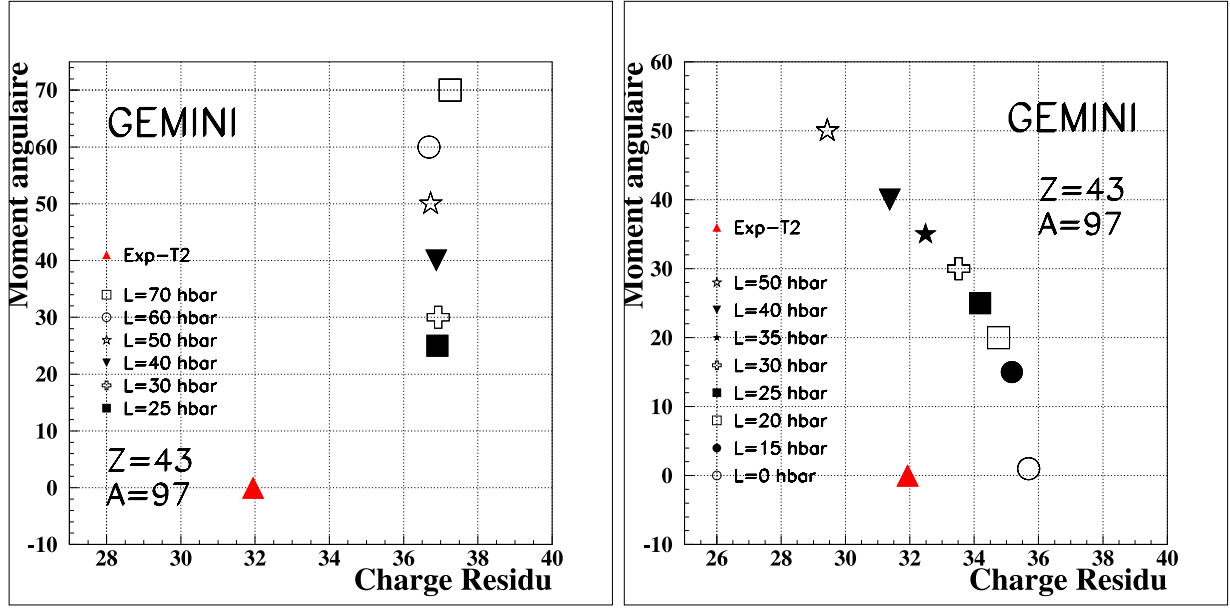


FIG. C.5 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

jamais reproduite.

En introduisant la décroissance par émission de fragments, figure (A.4) à droite, on reproduit la valeur moyenne de la multiplicité des fragments et on se rapproche à celle des protons pour la valeur zéro du moment angulaire. Les alphas ne se montrent toujours pas sensibles à la variation du moment angulaire, tout en restant sous-estimées.

La figure (A.5) à gauche donne les valeurs moyennes de la charge du résidu après décroissance par évaporation de particules légères. On retrouve, comme dans le cas de la tranche T1, l'indépendance de la charge moyenne du résidu du moment angulaire et un écart, par rapport à la valeur expérimentale de cinq charges. Dans la partie droite de la figure on a les résultats pour la charge moyenne du résidu pour le cas où on permet la désexcitation à travers l'émission de fragments. Ici, la variation de la charge moyenne du résidu dépend de la variation de la valeur moyenne du moment angulaire: elle diminue pour des valeurs croissantes du moment angulaire en raison de l'émission plus importante de fragments. Pour cette tranche on voit que la valeur moyenne de la charge du résidu est représentée par une valeur de L d'environ $\langle L \rangle = 40\hbar$ et la distribution est raisonnablement en accord avec celle expérimentale.

La figure (A.6) montre la comparaison entre distributions expérimentales et simulées pour $\langle L \rangle = 40\hbar$, toujours à titre d'exemple. Seule la charge du résidu est bien reproduite, les protons et les alphas sont sous-estimés et les fragments sont surestimés.

Le tableau (A.2) montre les valeurs moyennes expérimentales pour la tranche T2 et de la simulations pour $\langle L \rangle = 40\hbar$ pour une comparaison immédiate entre valeurs expéri-

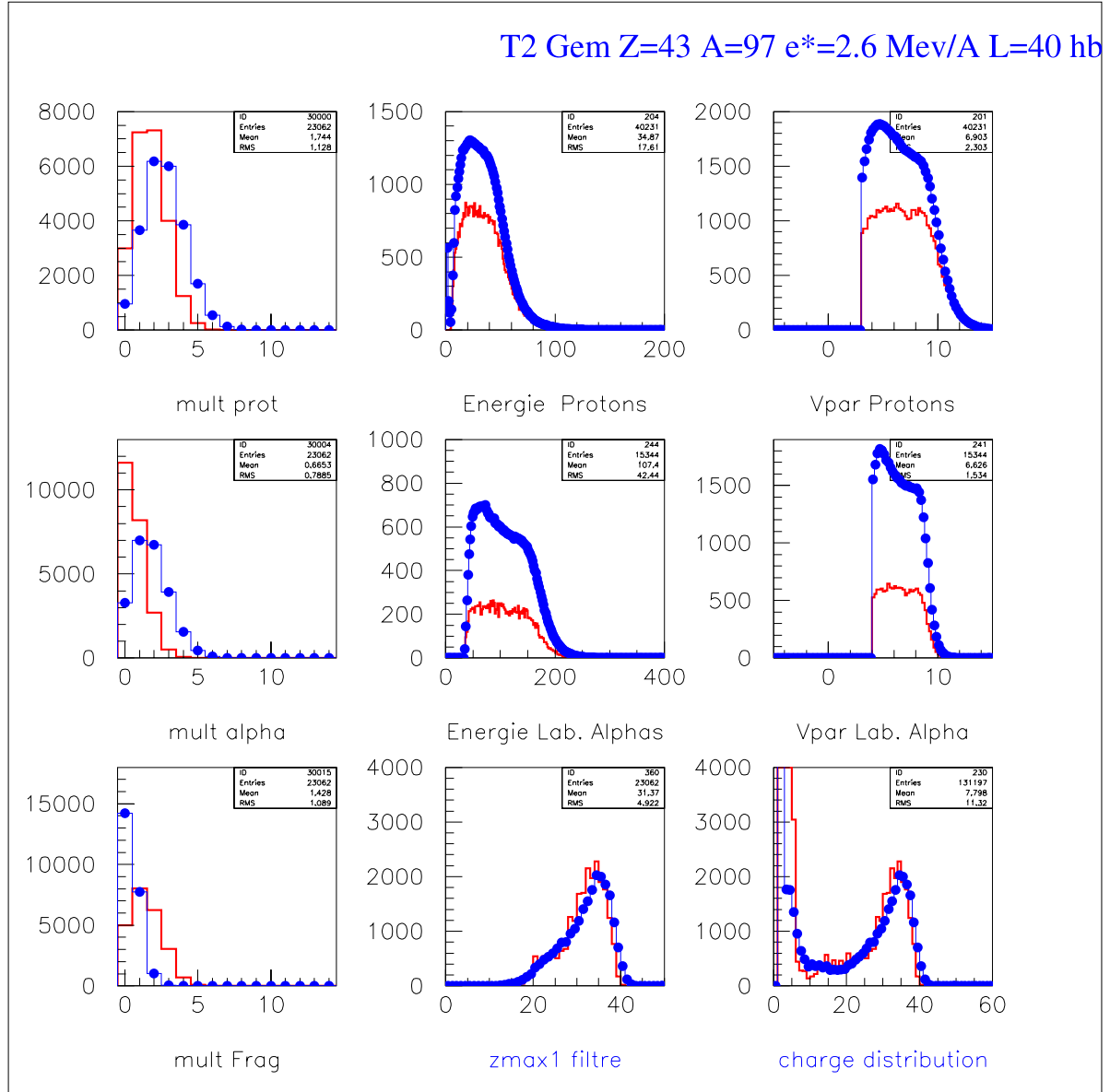


FIG. C.6 – *Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour le résidu et pour les produits relatifs à la tranche T2. En rouge la simulation avec Gemini pour $\langle L \rangle = 40\hbar$; les points bleus représentent les données. décroissance exclusivement par particules légères. A=97*

mentales et simulées.

TAB. C.2 – Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales $T2$ et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$.

	M_p	$E_p(\text{MeV})$	M_α	$E_\alpha(\text{MeV})$	M_{frag}	$\langle Z \rangle_{Res}$
T2	2.66 ± 1.40	34.14 ± 18.61	1.80 ± 1.24	108.10 ± 43.74	0.43 ± 0.59	31.95 ± 5.46
Gemini	1.74 ± 1.13	34.87 ± 17.61	0.66 ± 0.79	107.40 ± 42.44	1.43 ± 1.089	31.37 ± 4.92

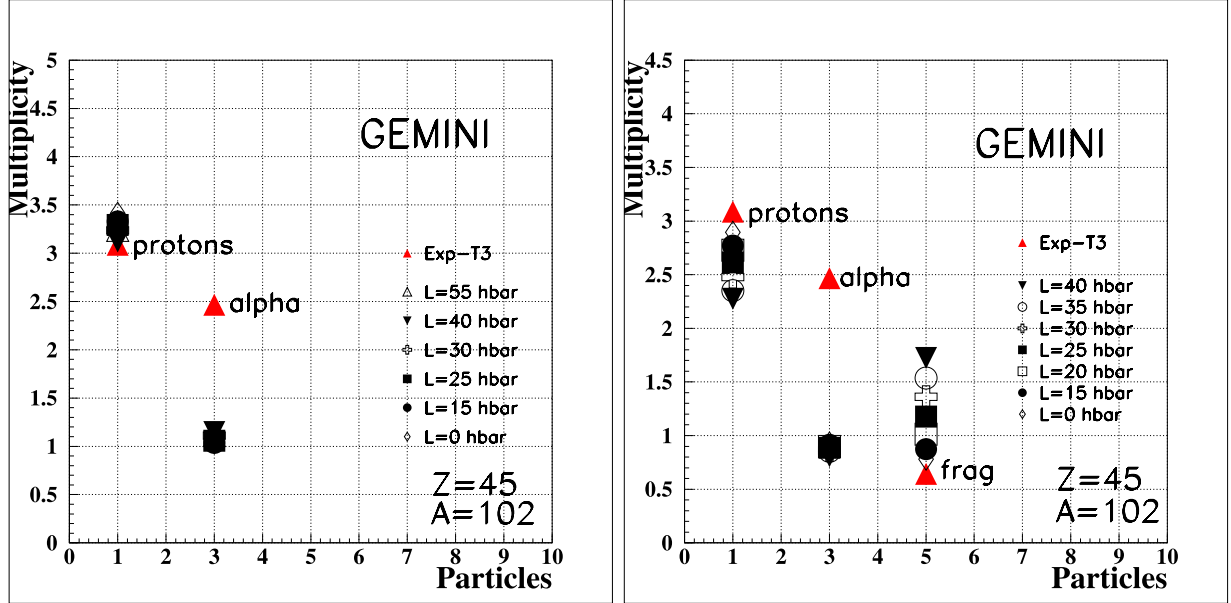


FIG. C.7 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

C.0.4 Tranche T3

Les figures (A.7) à (A.9) montrent les résultats des simulations pour la tranche T3 pour une source ayant charge moyenne $\langle Z \rangle = 45$, masse moyenne $\langle A \rangle = 102$ et énergie d'excitation moyenne $\langle \epsilon^* \rangle = 3.4$ MeV/nucléon.

La figure (A.7) montre la synthèse des résultats des simulations obtenues pour différents moments angulaires moyens et dans les deux cas selon que l'on prend ou pas en considération la désexcitation par fragments. On note pour cette tranche, figure (A.7) gauche, qu'on reproduit la multiplicité moyenne des protons pour une valeur moyenne du moment angulaire de $\langle L \rangle = 40\hbar$. Comme on l'a déjà vu pour les tranches précédentes, les alphas, restent toujours sous-estimées et aussi insensibles à la variation du moment angulaire. La figure (A.7) de droite nous montre que, si les fragments sont pris en compte, on obtient des valeurs moyennes pour les multiplicités des protons et fragments pour un moment angulaire

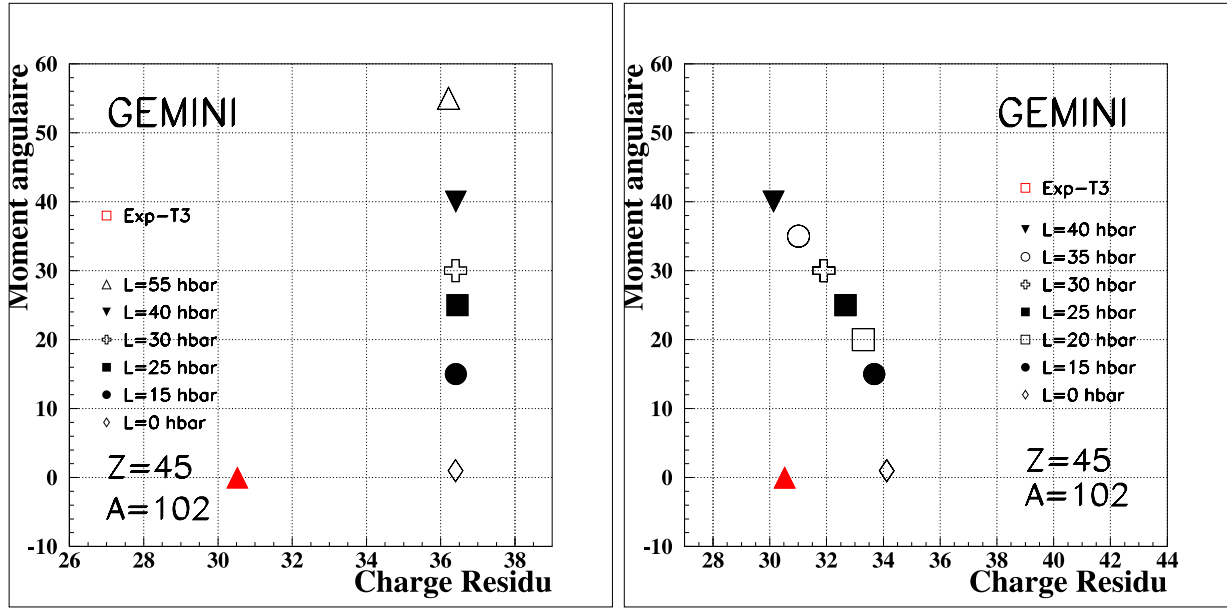


FIG. C.8 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

zéro.

TAB. C.3 – Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T3 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 0\hbar$.

	M_p	$E_p(\text{MeV})$	M_α	$E_\alpha(\text{MeV})$	M_{frag}	$\langle Z \rangle_{Res}$
T3	3.09 ± 1.49	34.57 ± 18.24	2.47 ± 1.46	105.70 ± 40.45	0.65 ± 0.69	30.49 ± 5.68
Gemini	2.28 ± 1.29	35.93 ± 18.27	0.81 ± 0.87	105.6 ± 41.54	1.72 ± 1.29	30.13 ± 5.39

Pour ce qui concerne le résidu (figure (A.8) de gauche), dans le cas où la décroissance n'est réalisée que par particules légères, la valeur moyenne de sa charge simulée reste aussi insensible à la variation du moment angulaire et l'écart par rapport à la valeur moyenne expérimentale est d'environ six charges. Si les fragments sont inclus dans le processus de décroissance (figure (A.8) de droite) alors un moment angulaire moyen d'environ $\langle L \rangle = 40\hbar$ peut représenter la distribution de charge du résidu.

La figure (A.9) montre la comparaison entre une simulation, effectuée pour $\langle L \rangle = 40\hbar$, et les données : l'accord assez bon qu'on voit pour la distribution du résidu n'est pas présent pour les autres variables.

Le tableau (A.3) montre les valeurs moyennes expérimentales et simulées pour $\langle L \rangle = 40\hbar$ des observables considérées.

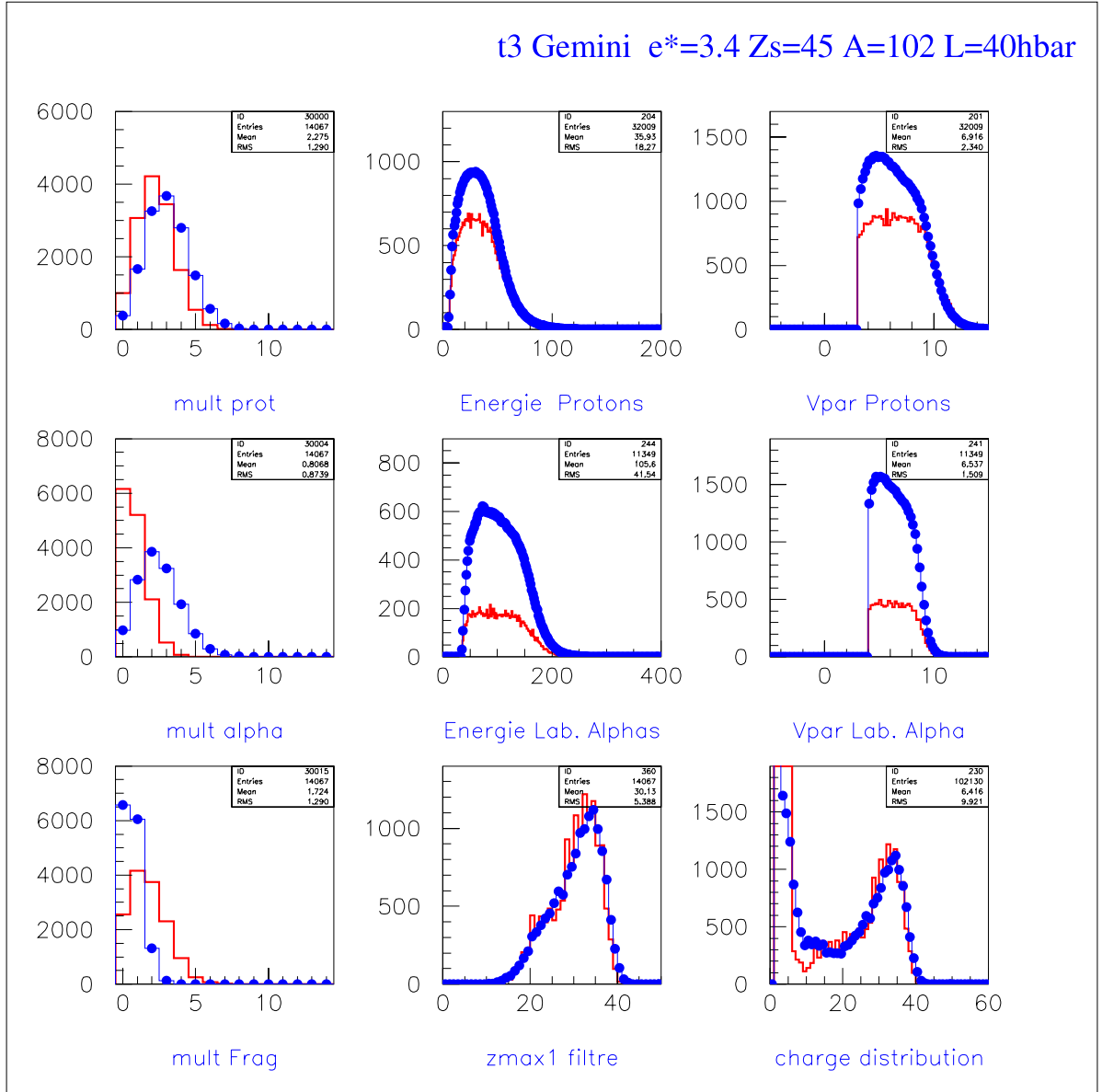


FIG. C.9 – Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidu et pour les produits relatifs à la tranche T3. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleus représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$.

C.1 Les simulations pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30A.MeV

On a effectué la même étude pour la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30A.MeV, pour les trois tranches, bien que, comme on l'a déjà vu, la tranche T1 reste affectée à cause de la coupure en $Z_{totprim}$, c'est à dire qu'elle a un problème dû à une pollution d'oxygène.

C.1.1 Tranche T1

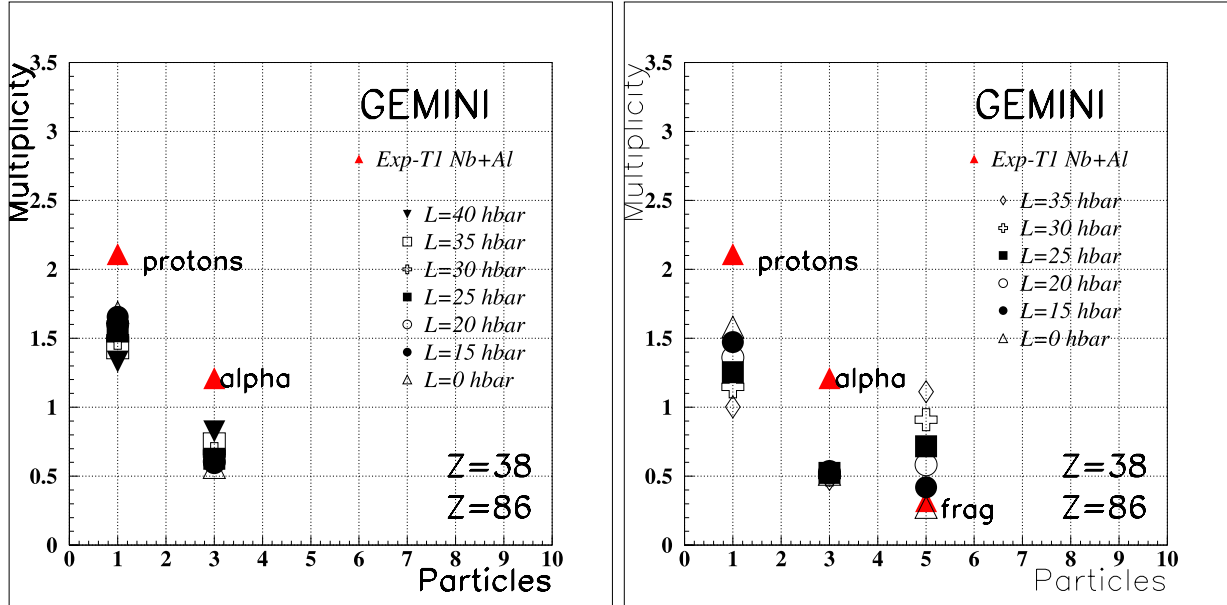


FIG. C.10 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.

Les figures (A.10) à (A.12) montrent les résultats obtenus pour la tranche T1 de ce système pour une source ayant une charge moyenne de $Z=38$, masse $A=86$ et énergie d'excitation $\epsilon^* = 2.07$ MeV/nucléon.

La figure (A.10) montre à gauche les valeurs moyennes des multiplicités pour les protons, les alphas et les fragments, obtenues en simulant la décroissance d'une source avec Gemini dans le cas où on ne permet que l'évaporation des particules légères et à droite dans le cas où toutes les divisions sont permises dont l'émission de fragments.

De façon analogue à la tranche T1 du magnésium, dans le cas de décroissance seulement par particules légères, on trouve que les valeurs moyennes de multiplicité des protons et des alphas ne sont jamais reproduites, pour aucune valeur du moment angulaire. La charge moyenne du résidu simulée (figure (A.11) gauche), dans les condition décrites ci-dessus, est toujours surestimée de quatre charges et, comme on l'a déjà vu pour le magnésium, elle ne dépend pas du moment angulaire.

Dans la figure (A.10) à droite on montre les valeurs moyennes des multiplicités obtenues dans le cas où l'on a pris en compte aussi la décroissance par fragments. On reproduit la multiplicité moyenne des fragments pour un moment angulaire zéro; les particules alphas ne se montrent pas sensibles à la variation du moment angulaire. Protons et alphas restent toujours sous-estimés.

Dans ce cas, la valeur moyenne de la charge du résidu est reproduite pour environ

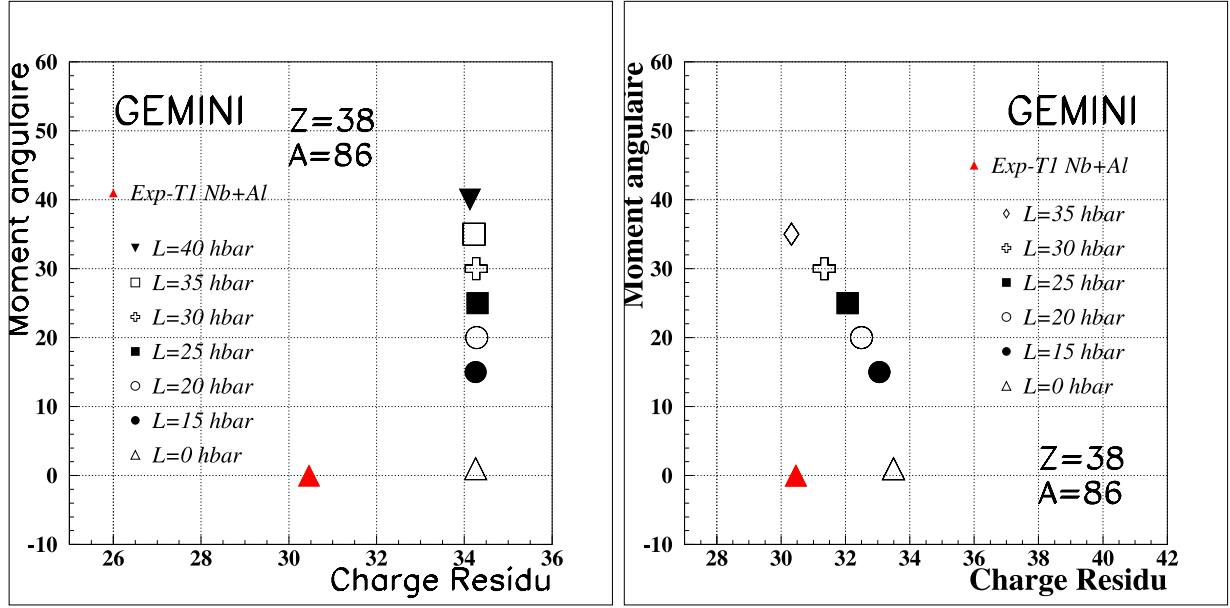


FIG. C.11 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T1 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

TAB. C.4 – Comparaison entre les valeurs moyennes et les valeurs les plus probables de la distribution de charge du résidu expérimentales T1 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$ pour $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ à 30A.MeV .

	M_p	$E_p(\text{MeV})$	M_α	$E_\alpha(\text{MeV})$	M_{frag}	$\langle Z \rangle_{Res}$
T1	2.31 ± 1.35	33.47 ± 21.04	1.21 ± 1.04	107.50 ± 46.07	0.31 ± 0.51	30.75 ± 7.97
Gemini	0.95 ± 0.84	35.50 ± 15.70	0.45 ± 0.66	105.30 ± 41.24	1.25 ± 0.93	29.25 ± 4.26

$\langle L \rangle = 40\hbar$ ainsi que sa largeur, comme on peut le voir dans la figure (A.12) où, à titre d'exemple on a mis une comparaison données-simulations, où on remarque que les protons et les alphas sont sous estimés et les fragments sont surestimés.

Le tableau (A.4) montre les valeurs moyennes et celles plus probables pour la distribution expérimentale de charge du résidu et de la simulation effectuée pour $\langle L \rangle = 40\hbar$.

C.1.2 Tranche T2

Les figures (A.13) à (A.15) montrent les résultats de l'étude pour la tranche T2; les simulations ont été effectuées pour une source ayant une charge moyenne de $Z=41$, une masse moyenne de $A=93$ et une énergie d'excitation de $\epsilon^* = 2.79 \text{ MeV/nucléon}$.

La figure (A.13) de gauche montre les résultats obtenus en imposant que la désexcita-

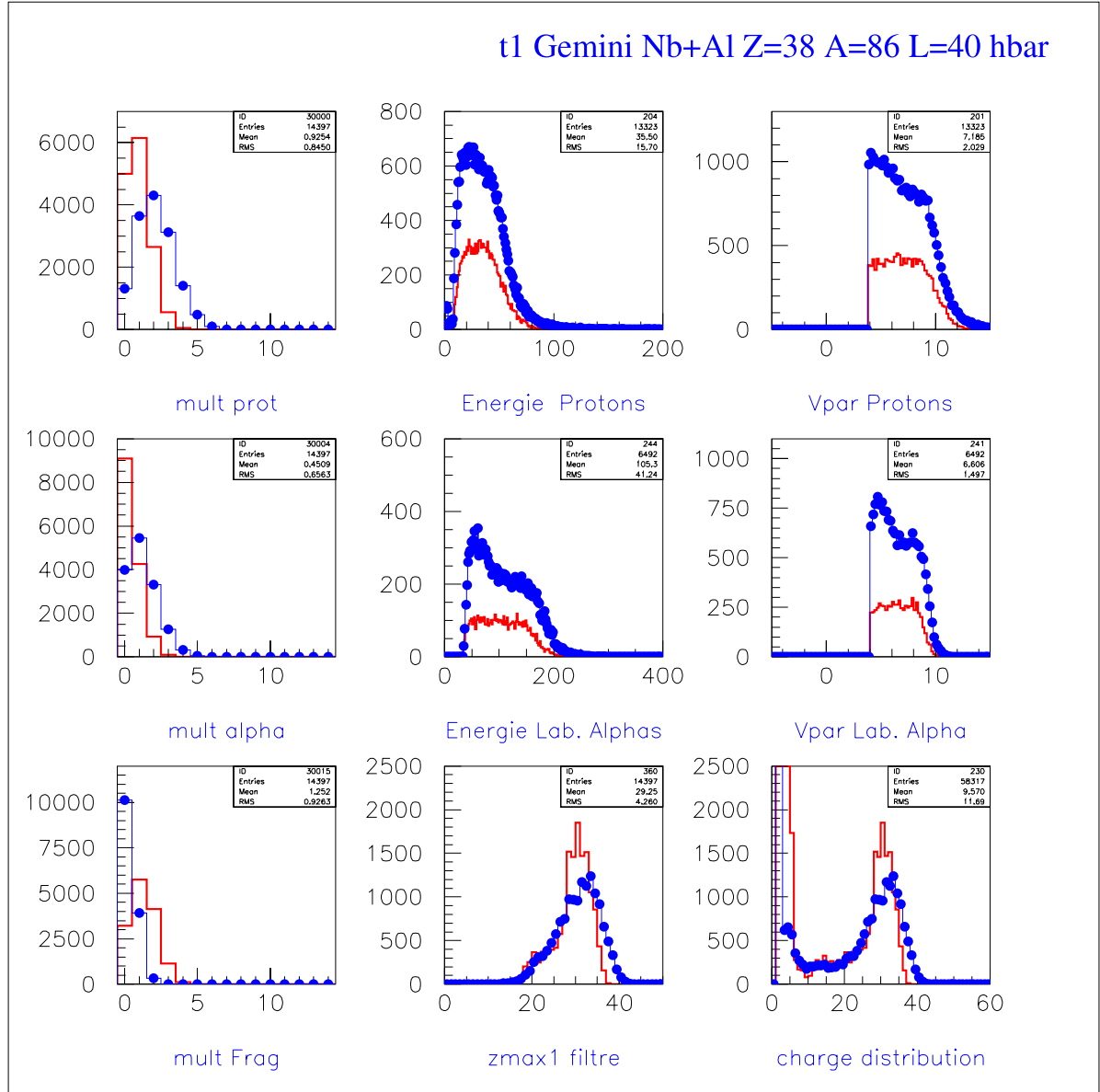


FIG. C.12 – Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidus et pour les produits relatifs à la tranche T1. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleus représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$.

tion se produise à travers l'évaporation des particules légères : aucune valeur du moment angulaire moyenne ne peut reproduire les valeurs moyenne des multiplicités des protons et alphas, qui restent toujours bien au dessus des valeurs expérimentales. De façon analogue, en figure (A.14) de gauche, la valeur moyenne de la charge du résidu est surestimée d'environ cinq charges et indépendante du moment angulaire.

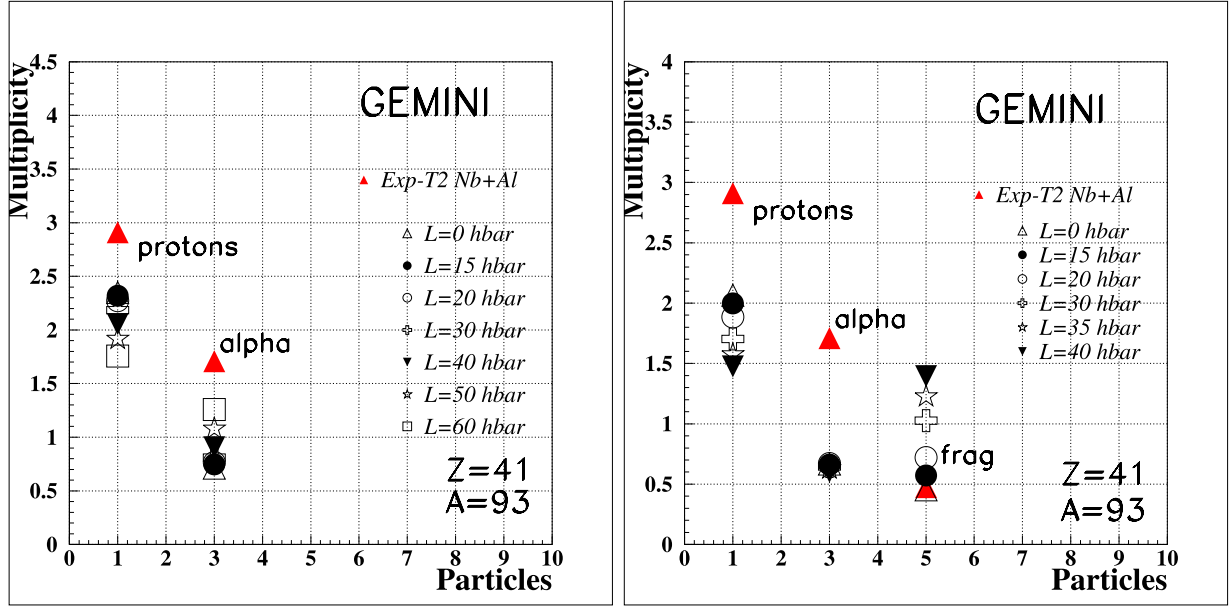


FIG. C.13 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragment pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

La figure (A.13) de droite, lorsqu'on prend en compte la désexcitation par fragments, montre qu'on reproduit la multiplicité moyenne des fragments pour un moment angulaire zéro; protons et alphas sont bien au dessus des valeur expérimentales et les alphas, comme on l'a vu en d'autres cas, ne sont pas sensibles à la variation du moment angulaire. La figure (A.14) de droite, donne la valeur moyenne de la charge du résidu reproduite pour un moment angulaire moyen d'environ $\langle L \rangle = 40\hbar$. Pour ce dernier cas, la figure (A.15), à titre d'exemple pour cette tranche, montre la comparaison données-simulation. Comme avant on y voit protons et alphas sous estimés et fragments surestimés. La distribution en charge du résidu est raisonnablement reproduite.

Le tableau (A.5) montre les valeurs moyennes et les valeurs les plus probables pour les distributions expérimentale de charge des residus et simulée pour un moment angulaire moyen de $\langle L \rangle = 40\hbar$.

TAB. C.5 – Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T2 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$.

	M_p	$E_p(MeV)$	M_α	$E_\alpha(MeV)$	M_{frag}	$\langle Z \rangle_{Res}$
T2	2.91 ± 1.50	35.15 ± 20.38	1.71 ± 1.22	110.6 ± 41.35	0.48 ± 0.62	29.79 ± 5.63
Gemini	1.47 ± 1.04	36.98 ± 16.58	0.60 ± 0.76	110.00 ± 38.90	1.39 ± 1.08	29.49 ± 4.77

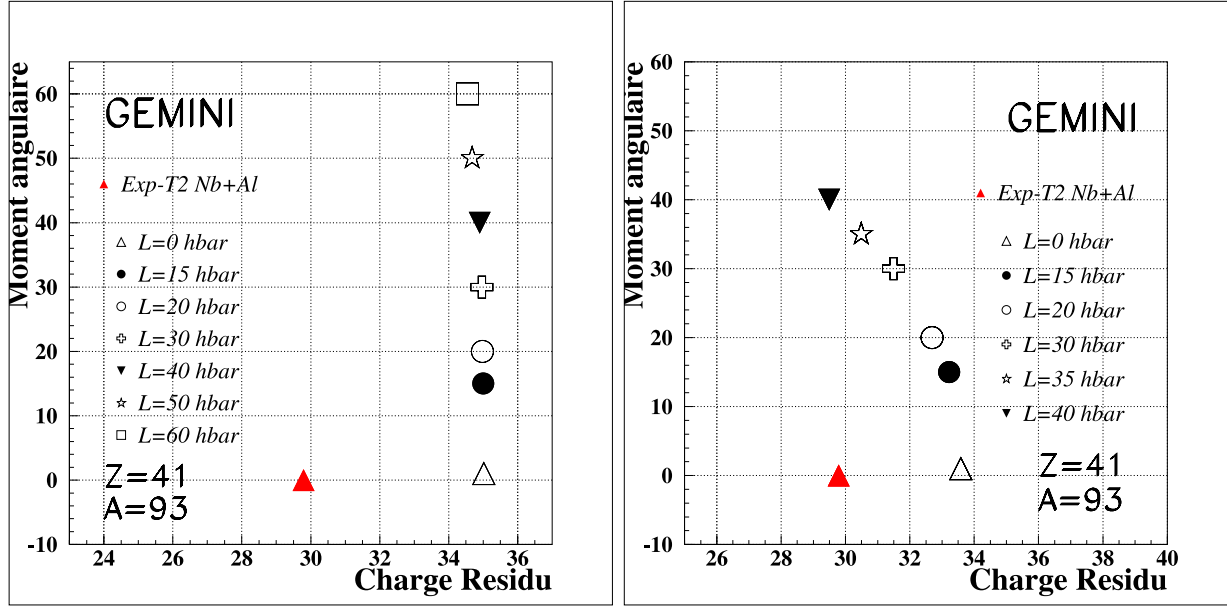


FIG. C.14 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T2 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L.Moretto.

C.1.3 Tranche T3

TAB. C.6 – Comparaison entre les valeurs moyennes expérimentales T3 et celles de la simulation pour $\langle L \rangle = 40\hbar$.

	M_p	$E_p(\text{MeV})$	M_α	$E_\alpha(\text{MeV})$	M_{frag}	$\langle Z \rangle_{Res}$
T3	3.33 ± 1.60	35.09 ± 20.44	2.43 ± 1.46	106.70 ± 39.13	0.66 ± 0.70	28.94 ± 5.77
Gemini	2.11 ± 1.26	37.39 ± 17.84	0.79 ± 0.87	107.60 ± 40.05	1.74 ± 1.32	28.65 ± 5.37

Les figures (A.16) à (A.18) sont relatives à la tranche T3 pour une source de charge moyenne $Z=44$, masse moyenne $A=100$ et énergie d'excitation moyenne $\epsilon^* = 3.65$ MeV/nucléon.

La figure (A.16) montre les valeurs moyennes de multiplicité des simulations et expérimentales dans les deux cas sans fragments (gauche) et avec fragments (droite).

Un examen des figures (A.16) et (A.17) de gauche nous renseigne sur une situation équivalente à la tranche T3 du magnésium : pour une valeur moyenne du moment angulaire d'environ $\langle L \rangle = 15\hbar$ on reproduit la valeur moyenne de multiplicité des protons. Mais les alphas sont bien au dessus de la valeur expérimentale, tandis que la valeur moyenne de la charge du résidu reste bien au dessus de celle expérimentale d'environ six charges. Cela pour une décroissance qui s'effectue sans prendre en compte les fragments.

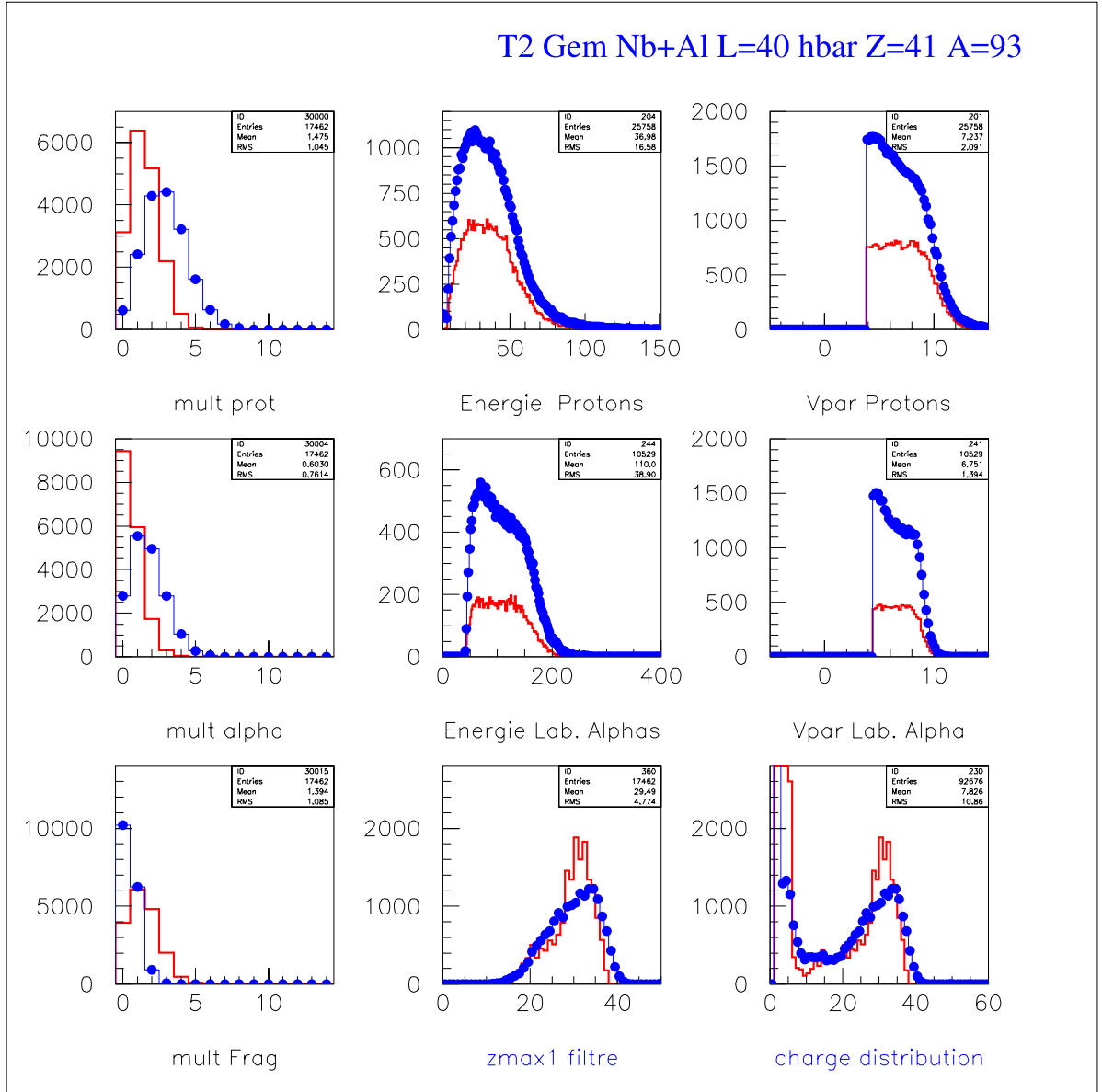


FIG. C.15 – Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidus et pour les produits relatifs à la tranche T2. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleue représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$.

La situations ne s'améliore pas en incluant dans la simulation la décroissance par fragments : seule la valeur moyenne de la multiplicité est reproduite pour un moment angulaire zéro, protons et alphas sont sous-estimés et, de plus, la multiplicité des alphas, très loin de la valeur expérimentale, ne varie pas avec le moment angulaire. Seule la valeur moyenne de la charge du résidu est reproduite pour un moment angulaire moyen compris entre $30\hbar$ et

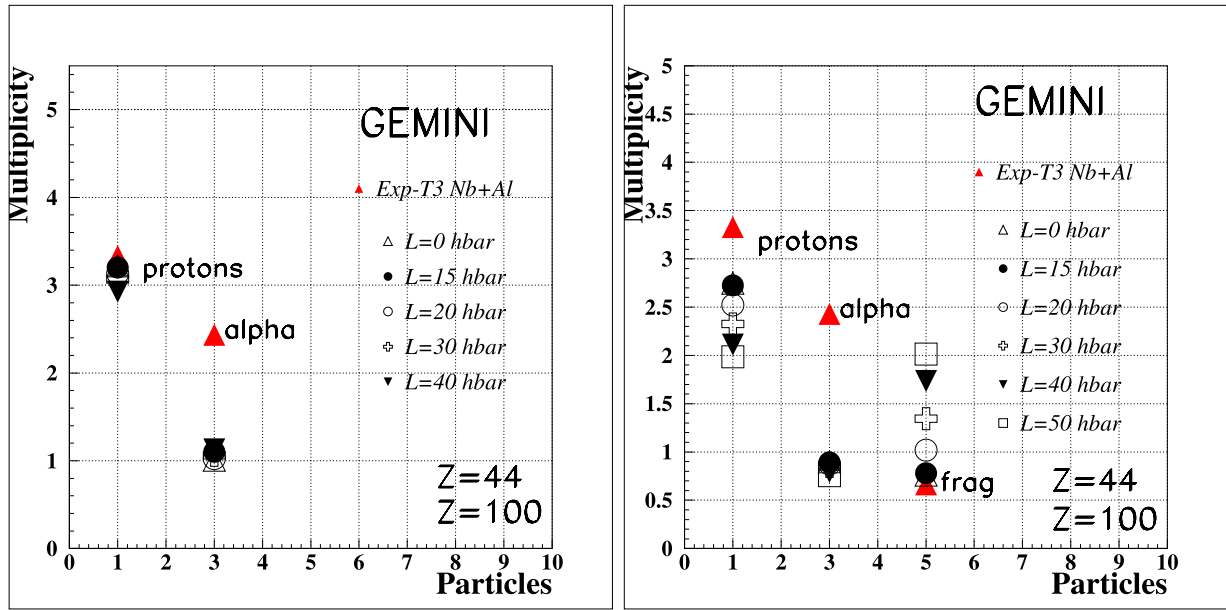


FIG. C.16 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour les multiplicités des protons, des alphas et des fragments pour différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

$40\hbar$, ainsi que sa distribution. La figure (A.18) montre la comparaison données-simulation pour une valeur du moment angulaire moyen $\langle L \rangle = 40\hbar$.

Le tableau (A.6) donne les valeurs moyennes et les valeurs les plus probables pour les distributions de charge du résidu pour la tranche T3, pour cette simulation.

C.2 Dependance de l'énergie d'excitation

Avant de tirer les conclusions sur les simulations vues aux paragraphes précédents, on veut ici montrer un résumé de quelques essais faits pour la tranche T1 du magnésium en variant l'énergie d'excitation, afin d'en établir la dépendance.

Les simulations présentées dans les paragraphes précédents ont été effectuées pour une seule valeur de l'énergie d'excitation : la valeur moyenne des distributions trouvées expérimentalement avec la méthode calorimétrique, qui ont une certaine largeur.

Pour comprendre l'influence de la variation de l'énergie d'excitation sur la réponse de Gemini on a fait des essais pour une source ayant $Z=41$ et $A=93$ en variant la valeur de l'énergie d'excitation dans un intervalle 1-3 MeV/nucléon et pour quelques valeurs du moment angulaire : 20, 30 et $40\hbar$.

La figure (A.19) à gauche montre la variation des multiplicités des protons, des alphas avec l'énergie d'excitation et le moment angulaire pour opt0; à droite on a aussi les fragments .

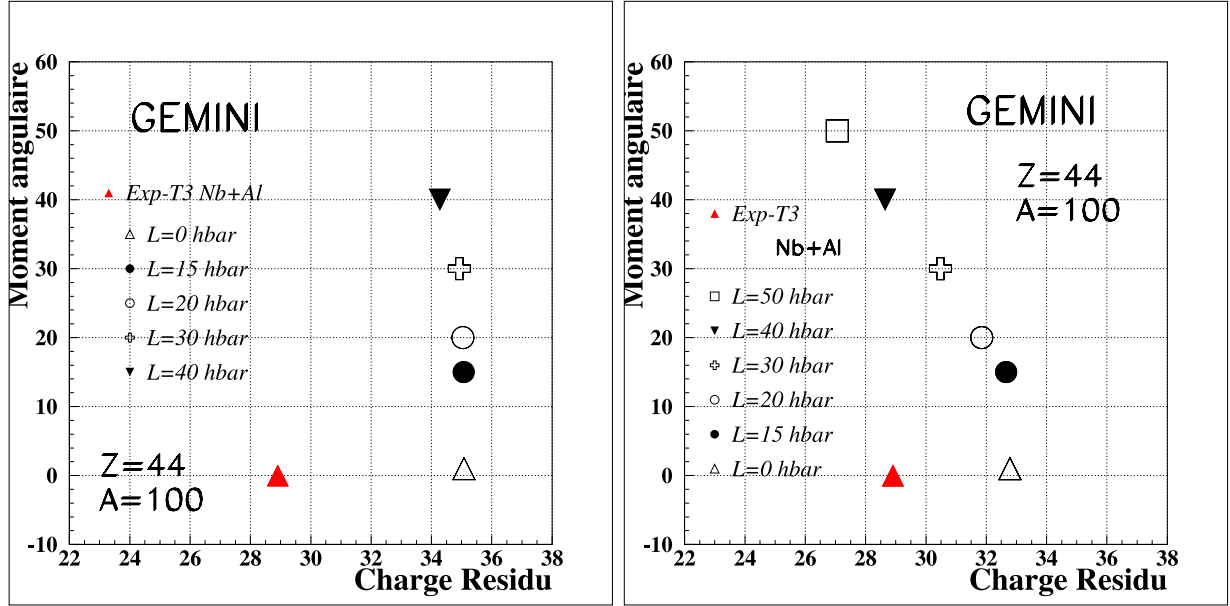


FIG. C.17 – Résultats des simulations avec Gemini pour la tranche T3 pour la charge moyenne du résidu en correspondance des différentes valeurs moyennes du moment angulaire L ; à gauche pour le cas des simulations sans fragments et à droite pour le cas considérant l'émission des fragments dans le cadre du formalisme de L. Moretto.

Comme on l'a déjà vu, les alphas ne varient pas beaucoup avec le moment angulaire mais on note une évolution presque linéaire avec l'énergie d'excitation. Les protons se montrent plus sensibles à la variation du moment angulaire et leur multiplicité augmente beaucoup plus vite que pour les alphas.

Pour ce qui concerne les fragments on voit que, pour $L=30$ et $l=20 \hbar$ l'allure est linéaire comme pour les protons et les alphas, sauf une inversion des valeurs de multiplicité avec le moment angulaire par rapport aux autres particules. Pour $L=40 \hbar$ l'allure est moins claire, car il apparaît des fluctuations, surtout pour des basses valeurs en énergie d'excitation.

Énergie d'excitation, moment angulaire, charge et masse se combinent donc de façon à donner des résultats qui peuvent varier sur des plages importantes de multiplicité. On croit alors que le seul moyen de comprendre si nos données peuvent être représentés par le Modèle Statistique est de remonter, à travers un backtracing, aux distributions des variables qui les représentent.

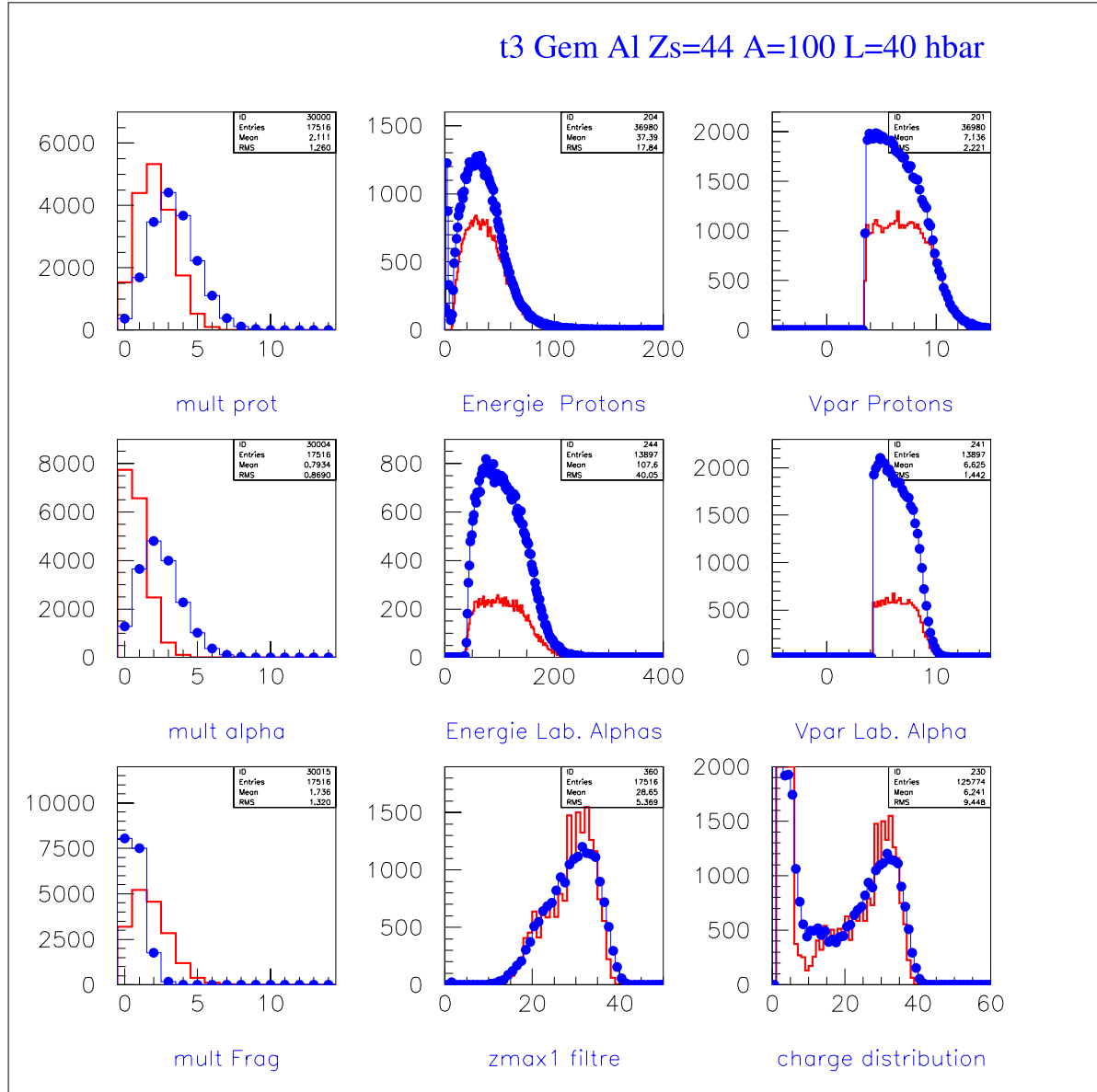


FIG. C.18 – Distributions de multiplicité, énergie et vitesse pour protons et alphas, distribution de multiplicité pour fragments et distributions de charge pour les résidu et pour les produits relatifs à la tranche T3. En rouge la simulation avec Gemini; les points bleue représentent les données. On a choisi $\langle L \rangle = 40\hbar$.

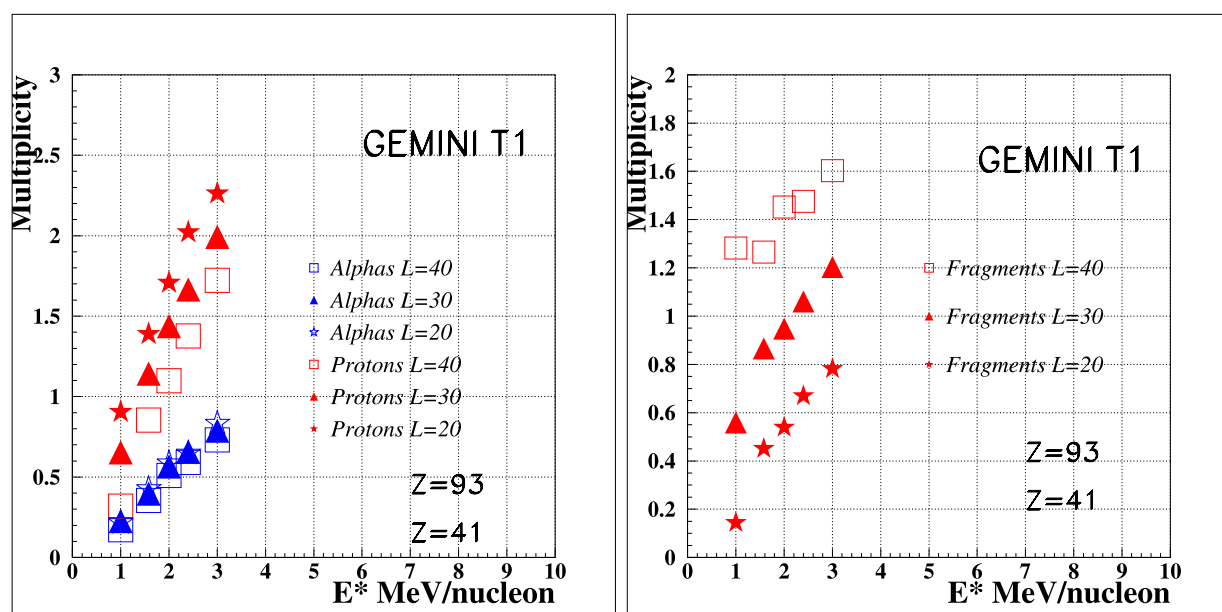


FIG. C.19 – Variation des multiplicités des protons, des alphas et des fragments avec l'énergie d'excitation et le moment angulaire pour une source ayant une charge $Z=41$ et une masse $A=93$.

Bibliographie

- [ARD89] D.Ardouin *et al.*, Nucl. Phys. A495 (1989) 57c
- [ARD90] D.Ardouin and Z.Basrak, P.Schuck, A.Pégghaire *et al.*,
Preequilibrium particles and mean-field effects from particle-particle correlations in heavy-ion collisions,
Nucl. Phys. A514 (1990) 564-588
- [ARD97] D.Ardouin, *Recent Light Particle Correlation Data from Heavy Ion Collisions at Intermediate and Low Energies*,
Int. Jou. Mod. Phys. E, Vol 6, (September 1997) 391-435
- [BAC95] C.O.Bacri *et al.*, *Onset of vaporisation for the Ar+Ni system*, Phys. Lett. B353 (1995) 27
- [BASS74] R. Bass, Nucl. Phys. A231 (1974) 45
- [BEN2002] J. Benlliure *et al.* Nucl. Phys. A 700 (2002) 469-491
- [BER88] G.F.Bertsch and S.Das Gupta Phys. Rep. 160 (1988) 191
- [BET36] H.A.Bethe, *An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus*, Phys. Rev. 50 (1936) 332
- [BET37] H.A.Bethe, *Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical*,
Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 69
- [BIRKS] Birks, *Theory and Practise os Scintillation Counting*,
Pergamon Press, 1964
- [BIZ95] G.Bizard, communication privée, 1995, LPC Caen
- [BOA90] D.H.Boal, C.K.Gelbke and B.K.Jennings,
Intensity interferometry in subatomic physics,
Rev. Mod. Phys 62 (1990) 553
- [BOM69] A.Bohr and B.Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1
Benjamin, New York, (1969)
- [BON95] J.P.Bondorf, A.S.Botvina, A.S.Iljinov, I.N.Mishustin, K.Sneppen,
Phys. Rep. 257 (1995) 133-221
- [BOR88] B.Borderie *et al.*, Phys. Lett. A318 (1988) 315
- [BOR96] B.Borderie *et al.*, *Kinematical properties and composition of vaporizing source: is thermodynamical equilibrium achieved?*,
Phys. Lett. B388 (1996) 224
- [BOW87] D.R.Bowman *et al.*, Phys. Lett. B189 (1987) 282

- [BW39] N.Bohr and J.A.Wheeler Phys. Rev. 56 (1939)
- [CAV90] C.Cavata, M.Demoulins, and J.Gosset *et al.*, *Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions*, Phys Rev. C42 (1990) 1760
- [CAT2000] Proceedings of the International Conference CRIS-2000, Catania, 2000. Nucl. Phys. A681 (2001)
- [CHA88a] R.J.Charity,D.R.Bowman, Z.Liu, R.McDonald, M.A.McMahan *et al.*, *Emission of Complex Fragments from Highly Excited Systems Produced in $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ and ^{27}Al Reactions at $E/A=25.4$ and 30.3 MeV*, Nucl. Phys. A476 (1988) 516-544
- [CHA88b] R.J.Charity, M.A.McMahan, G.J.Wozniak, R.J.McDonald *et al.*, *Systematics of Complex Fragment Emission in Niobium-Induced Reactions*, Nucl. Phys. A483 (1988) 371-405
- [CHA90] R.J.Charity, K.X.Jing, D.R.Bowman, M.A.McMahan, G.J.Wozniak *et al.*, *Sources of Complex Fragments Emission in Lanthanum-Induced Reactions at $E/A=14.7$ and 18.0 MeV*, Nucl. Phys. A511 (1990) 59-91
- [CHA2003] R.J.Charity, L.G.Sobotka, J.F.Dempsey, M.Devlin *et al.*, *Temperature and n-p asymmetry dependencies of the level-density parameter in Ni+Mo fusion reactions*, Phys. Rev. C67 (2003) 044611
- [CHB04] A.Chbihi : communication privée.
- [CHI86] C.B.Chitwood, D.J.Fields, C.K.Gelbke, D.R.Klesch, W.G.Lynch and M.B.Tsang *et al.*, *Light particle emission in ^{16}O -induced reactions on ^{12}C , ^{27}Al , and ^{197}Au at $E/A=25$ MeV*, Phys. Rev. C34 (1986) 858-871
- [CHIM95] S.Aiello, A.Anzalone, M.Baldo, G.Cardella, S.Cavallaro *et al.*, *Chimera: a project of a 4π detector for heavy ion reactions studies at intermediate energy*, Nucl. Phys. A 583 (1995) 461
- [CHIM01] A.Pagano and S.Aiello, M.Alderighi, A.Anzalone *et al.*, *Physics with the Chimera detector at LNS in Catania: the REVERSE experiment*, Nucl. Phys. A 681 (2001) 331
- [CJC74] C.J.Crannel, R.J.Kurz and W.Viehmman, *Characteristics of cesium iodide for use as a particle discriminator for high-energy cosmic rays*, Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 253
- [COL98] E.Colin *et al.*, Phys. Rev. C57 (1998) 1032
- [CUS93] D.Cussol *et al.*, Nucl. Phys. A 561 (1993) 298-316
- [DAG2000] M.D'Agostino, F.Gulminelli, Ph.Chomaz, M.Bruno *et al.*, *Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation: an experimental evidence of the liquid-gas phase transition*, Phys. Lett. B 473 (2000) 219-225
- [DES95] P.Désésquelles, *Multivariate Analysis in Nuclear Physics* Ann. Phys. Fr. 20 (1995) 1

- [DES96] P.Désésquelles, J.P.Bondorf, I.N.Mishustin, A.S.Botvina
Global protocol for comparison of simulated data with experimental data,
Nucl. Phys. A 604 (1996) 183-207
- [DES98] P.Désésquelles, M.D'Agostino, A.S.Botvina, M.Bruno, N.Colonna *et al.*,
Thermal source parameters in Au+Au central collisions at 35 AMeV, Nucl.
Phys. A 633 (1998) 547-562
- [DRA89] D.Drain, Nucl. Instr. and Meth. A 281 (1989) 528
- [DUR98] D. Durand, Nucl. Phys. A 630 (1998) 52
- [DUR2001] D. Durand, E. Suraud et B. Tamain,
Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime,
Inst. Phys. Publ. Bristol and Philadelphia (2001)
- [EAD71] W.T.Eadie, D.Drijard, F.E.James, M.Roos and B.Sadoulet,
Statistical Methods in Experimental Physics,
Noth-Holland, 1971
- [EUR2000] *First data on the quark-gluon plasma reported at CERN*, Europhysics News
(2000) Vol.31, No3
- [ELLY] E.Lloyd, W. Lederman, Statistics, Handbook of applicable mathematics
Vol.6, partb, Ed.Wiley
- [FAR76] H.Faraggi and R.A.Ricci, *Nuclear Spectroscopy and Nuclear Reactions with
Heavy Ions*, (Amsterdam: North Holland, 1976)
- [FAT87] M.Fatyga *et al.*, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2527
- [FER50] E.Fermi *Program of Theoretical Physics*,
Vol. 5,(1950) 570
- [FIE86] D.J.Fields, W.G.Lynch, T.K.Nayak, M.B.Tsang *et al.*,
*Coincidence measurements of intermediate mass fragments produced in
 ^{32}S -induced reactions on Ag at $E/A=22.5$ MeV*,
Phys. Rev. C34 (1986) 536
- [FIE89] D.J.Fields *et al.*, Phys. Lett. B220 (1992) 356
- [FIE92] D.J.Fields, K.Kwiatkowski, K.B.Morley, E.Renshaw, J.L.Wile,
S.J.Yennello and V.E.Viola, *Neck Emission of Intermediate-Mass
Fragments in the Fission of Hot Heavy Nuclei*
Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3713
- [FMM97] F.M. Marqués, G.Martinez, T.Matulewicz, R.W.Ostendorf, Y.Schultz,
*Two-photons correlations: from Young experiments to heavy-ion collision
dynamics*
Physics Reports 284 (1997) 91-136
- [FON56] FON56 P.Fong Phys. Rev. 102 (1956)
- [FUC94] H.Fuchs and K.Möhring, *Heavy-ion break-up processes in the Fermi energy
range*, Per. Prog. Phys. 57 (1994) 231-324
- [GEL87] C.K.Gelbke and D.H.Boal, Prog. Part. Nucl. Phys. 19 (1987) 33-106

- [GOB93] A.Gobbi *et al.*, *A highly-segmented ΔE -time of light wall as forward detector of a 4π system for charged particles at the SIS/ESR accelerator*, Nucl. Instr. and Meth. A324 (1993) 156-190
- [GOL60] G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee and A.Pais, *Influence of Bose-Einstein Statistics on the Antiproton-Proton Annihilation Process*, Phys. Rev. 120 (1960) 300
- [GON91a] W.G.Gong, W.Bauer, C.K.Gelbke, N.Carlin, R.de Souza *et al.*, *Two-proton correlation functions for equilibrium and non-equilibrium emission*, Phys. Lett. B246 (1991) 21
- [GON90] W.G.Gong, W.Bauer, C.K.Gelbke, N.Carlin, R.de Souza *et al.*, *Intensity-Interferometric Test of Nuclear Collisions Geometries Obtained from the Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Equation*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2114-2117
- [GON91] W.G.Gong, W.Bauer, C.K.Gelbke, N.Carlin, R.de Souza *et al.*, *Space-time evolution of the reactions $^{14}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$, ^{197}Au at $E/A=75$ MeV and $^{129}\text{Xe} + ^{27}\text{Al}$, ^{122}Sn at $E/A=31$ MeV probed by two-proton intensity interferometry*, Phys. Rev. C43 (1991) 1804
- [GOU79] F.S Goulding *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 609
- [GRE86] C.Grégoire and B.Tamain, Ann. Phys., Paris 11 (1986) 323-455
- [GRI59] James J. Griffin, *Energy Dependence of Fission Fragment Anisotropy*, Phys. Rev. 116 (1959) 107
- [GRO81] D.H.E.Gross, R.C.Nayak and L.Satpathy, Z.Phys A299 (1981) 63
- [GRO90] D.H.E.Gross, Rep. Prog. Phys 53 (1990) 605
- [GRO97] D.H.E.Gross *et al.*, Z.Phys D39(1997) 75-83
- [HAD96] F.Haddad *et al.*, Z. Phys. A 354(1996) 321
- [HAG89] K.Hagel, D.Cussol, H.Dobre, G.M.Jin, A.Peghaire, J.Péter *et al.*, *The Onset of Multifragmentation in the $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ System between 25 and 85 MeV/u*, XXVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy) January 1989
- [HAN89] H.Y.Han *et al.*, Nucl. Phys. A492 (1989) 138
- [HAU52] Walter Hauser and Herman Feshbach, *The inelastic scattering of neutrons*, Phys. Rev. 87 (1952) 366-373
- [HBT54] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, Philos. Mag. 45 (1954) 663
- [HUB91] J.Hubele *et al.*, Nucl. Phys. A340 (1991) 263
- [HIL92] D. Hilscher, H.Rossner, Ann. Phys. Fr. 17 (1992) 471-552
- [JAQ84] H.Jaqman, A.Z.Mekjian and L.Zamick, Phys. Rev. C29 (1984) 2067
- [IOR93] I.Iori, L. Manduci, A.Moroni, R.Scardaoni, S.ChongWen *et al.*, *A multielement detector for heavy fragments emitted in intermediate ener-*

- gies nuclear reactions*,
Nucl. Instr. and Meth. A325 (1993) 458
- [JPOU95] J.Pouthas, B.Borderie, R.Dayras, E.Plagnol, M.F.Rivet *et al.*,
INDRA, a 4π charged product detection array at Ganil,
Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995) 418-442
- [JPOU96] J.Pouthas, A.Bertaut, B.Borderie, P.Bourgault, B.Cahan *et al.*,
The electronics of the INDRA 4π detection array,
Nucl. Instr. and Meth. A369 (1996) 222
- [KIM92] Y.D. Kim, R.T.de Souza, C.K.Gelbke, and W.G.Gong, S. Pratt,
Final-state Coulomb interactions for intermediate-mass fragment emission, Phys Rev. C45 (1992) 387
- [KIM92b] Y.D. Kim, R.T.de Souza, D.R.Bowman, N.Carlin *et al.*,
Intermediate Mass Fragment Emission in $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ Collisions at $E/A=35$ MeV, Phys Rev. C45 (1992) 338
- [KOO77] S.E.Koonin, Phys. Lett. B 70 (1977) 43
- [KRA40] H.A.Kramers, Physica VII 4 284 (1940)
- [KOX84] S.Kox, A.Gamp, R.Cherkaoui, A.J.Cole, N.Longequeue *et al.*,
Direct measurements of heavy-ion total reaction cross sections at 30 and 83 MeV/nucleon, Nucl. Phys. A420 (1984) 162
- [KWI86] K.Kwiatkowski *et al.*, Phys. Lett. B171 (1986) 41
- [KWI95] K.Kwiatkowski *et al.*, *The Indiana silicon sphere 4π charged particles detector array*,
Nucl. Instr. and Meth. A360 (1995) 571
- [LAM78] D.Q.Lamb *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1623
- [LEC94] J.F.Lecolley *et al.*, Phys. Lett. B325 (1994) 317-321
- [LEC95] J.F.Lecolley, L.Stuttgé, M.Aboufirassi, B.Bilwes *et al.*,
Neck Formation and Decay in Pb+Au Collisions at 29 MeV/u,
Phys. Lett. B354 (1995) 202-207
- [LEF00] T.Lefort, D.Doré, D.Cussol, Y.G.Ma, J.Péter, R.Dayras *et al.*,
Study of Intermediate Velocity Products in the Ar+Ni Collisions between 52 and 95 A.MeV,
Nucl. Phys. A662 (2000) 397-422
- [LES95] J.P.Lestone, *Temperature dependence of the level density parameter*, Phys Rev. C52 (1995) 1118-1121
- [LOP03] Communication privée.
- [LUK97] J.Lukasik, J.Benlliure, V.Métiver, E.Plagnol, B.Tamain *et al.*,
Dynamical Effects and IMF Production in Peripheral and Semi-central Collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon,
Phys. Rev. C55 (1997) 1906
- [LYN94] U.Lynen *et al.*, Aladin Collaboration. GSI Report (1994)

- [MASKAY] A.M.Maskay-Wallez, Thèse(1999), *Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni+Ni à 32 A.MeV*,
Université C. Bernard Lyon-1 (France)
- [MOR75] L.G.Moretto, Nucl. Phys. A247 (1975) 211
- [MOR90] L.G.Moretto, Nucl. Phys. A519 (1990) 183
- [MOR93] L.G.Moretto and G.J.Wozniak, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 43 (1993) 379
- [MOS2003] Proceedings of the International Conference Nucleus-Nucleus 2003, Moscow, 2003. Nucl. Phys. A734 (2004)
- [MOU78] J.B. Moulton et al., Nucl. Ins. and Meth. A 157 (1978) 325
- [NAP2004] P.Napolitani et al. Phys. Rev. C (2004) in press
- [NAT92] J.B.Natowitz, *Proceeding of the Conference Nucleus-Nucleus Collisions IV, Kanazawa*,
Nucl. Phys. A538 (1992) 263
- [NAT2002] J.B.Natowiz et al., Phys. Rev. C 65 (2002)
- [NIX87] J.R.Nix and A.J.Sierk, Proceedings of the 6th Adriatic International Conference on Nuclear Physics: Frontiers of Heavy-Ion Physics, Dubrovnik, Yugoslavia (1987), N. Cindro, R. Caplar, W.Greiner Ed (World scientific,1990)
- [OGI89] C.A. Ogilvie, D.A.Cebra, J.Clayton, S.Howden, J.Karn *et al.*,
Determination of the impact vector in intermediate energy heavy ion collisions, Phys. Rev. C40 (1989) 654
- [PAG2004] A.Pagano et al., Nucl. Phys. A734 (2004) 504-511
- [PAR2002a] M.Pârlog, B.Borderie, M.F.Rivet, G.Tabacaru, A.Chbihi *et al.*,
Response of Cs(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions Part I: recombination and δ -electrons, Nucl. Instr. and Meth. A482 (2002) 674
- [PAR2002b] M.Pârlog, B.Borderie, M.F.Rivet, G.Tabacaru, A.Chbihi *et al.*,
Response of Cs(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions Part II: calibration and identification in the INDRA array, Nucl. Instr. and Meth. A482 (2002) 693
- [PET90] J.Péter, D.Cussol, G.Bizard, R.Brou, M.Louvel *et al.*,
Global variables and impact parameter determination in nucleus-nucleus collisions below 100 MeV/u,
Nucl. Phys. A519 (1990) 611-630
- [PET95] J.Péter et al., Nucl. Phys. A 593 (1995) 95
- [PHA92] L.Phair, D.R.Bowman, C.K.Gelbke, W.G.Gong, Y.D.Kim *et al.*,
Impact-parameter filters for $^{36}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ collisions at $E/A=50,80$ and 110 MeV, Nucl. Phys. A548 (1992) 489-509

- [PHA93] L.Phair, D.R.Bowman, N.Carlin, C.K.Gelbke, W.G.Gong, Y.D.Kim *et al.*, *Azimuthal correlations as a test for centrality in heavy-ion collisions*, Nucl. Phys. A564 (1993) 453-472
- [PIA2001] S.Piantelli *et al.*, Phys. Rev. Lett 88 (2001) 052701
- [PLA89] E.Plagnol *et al.*, Phys. Lett. B221 (1989) 11
- [POC85] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Lett. B161 (1985) 256
- [POC91] J. Pochodzalla, *Multifragmentation: a Probe for Hot Nuclei*, Rendiconti S.I.F. CXII 161-185
- [POC95] J. Pochodzalla *et al.*, *Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase transition*, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1040-1043
- [RIC2001] J.Richert and P.Wagner, Phys. Rep. 350 (2001) 1
- [RIT88] Hans Georg Ritter, *Transverse energy and multiplicity distributions in collisions at 60 and 200 GeV per nucleon*, Nucl. Phys. A488 (1988) 651
- [RIV96] M.F.Rivet, C.O.Bacri, B.Borderie, J.D.Frankland *et al.*, *Independance of fragment charge distribution of the size oh heavy multifragmenting sources*, Phys. Let. B430 (1996) 217-222
- [SAL75] A.Salam, *Heavy-Ions, High-Spin States and Nuclear Structure (Lectures presentes at the International Centre of Theoretical Physics, Trieste)*, Vol 1,2 (Vienna:IAEA 1975)
- [SAT89] L.Satpathy, M.Mishra and R.Nayak, Phys. Rev. C39 (1989) 162
- [SCH84] W.U.Schröder *et J.R. Huizenga*, *Treatise on Heavy-Ion Science*, Ed D.A.Bromley, New York 1984
- [SCH96] A.Schuttauf *et al.*, Nucl. Phys. A607 (1997) 457
- [SHL91] S.Shlomo and J.B.Natowitz, Phys. Rev. C 44 (1991) 2878-2880
- [SIE86] Arnold J.Sierk, *Macroscopic model of rotating nuclei*, Phys. Rev. C33 (1986) 2039-2053
- [SJW58] R.S.Storey, W.Jack and A.Ward, *The fluorescent Decay of CsI(Tl) for Particles of Different Ionization Density*, Proc.Phys.Soc. 72 (1958) 1
- [SOB97] L.Sobotka *et al.*, Phys. Rev. C55 (1997) 2109
- [SOU90] R.T. de Souza *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990) 109-122
- [SQUA96] M.Squalli-Houssaini, Thèse (1996), Université de Paris-sud, (France)
- [STE01] J.C.Steckmeyer *et al.*, Nucl. Phys. A 686 (2001) 537-567
- [TGOT] L.Tassan-Got, *A new functional for charge and mass identification in Delta E-E telescopes*, Nucl. Instr. and Meth. B194 (2002) 503-512
- [TRA91] W. Trautmann *et al.*, *Proceeding of the AIP Conference: Towards a Unified Picture of Nuclear Dynamics*, Nikko, (1991) 409

- [TRO87] R.Trockel, U.Lynen, J.Pochodzalla, W.Trautmann *et al.*,
Correlated Fragment Production in ^{18}O -Induced Reactions at $E/A=84$ MeV, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2844-2847
- [VES2003] M.Veselsky, G.A.Souliotis, G.Chubarian *et al.*,
Heavy residues with $A < 90$ from the asymmetric reaction of 20 AMeV $^{124}\text{Sn} + ^{27}\text{Al}$ as a sensitive probe of the onset of multifragmentation, Nucl. Phys. A724 (2003) 455-476
- [VIE86] Viesti *et al.*, Report INFN/tc-86/14, 1986
- [VIEN02] E. Vient *et al.*, Nucl. Phys. A 700 (2002) 555-576
- [VIOLA82] V.E. Viola, Jr, B.B.Back and K.L.Wolf, T.C.Awes and C.K.Gelbke, H.Breuer, *Linear momentum transfer in nonrelativistic nucleus-nucleus collisions*, Phys. Rev. C26 (1982) 178
- [VIOLA85] V.E. Viola, K.Kwiatowski and M.Walker,
Systematics of fission fragments total kinetic energy release, Phys. Rev. C31 (1985) 1550
- [VOG68] E.Vogt, *The statistical theorie of nuclear reactions Advances in Nuclear Physics*, Vol 1, Plenum Press, New York,1968
- [WEI37] V.F.Weisskopf, *Statistics and Nuclear Reactions*,
Phys. Rev. 52 (1937) 295
- [WEI40] V.F.Weisskopf and D.H.Ewing, *On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements*, Phys. Rev. 57 (1940) 472
- [WIL73] J.Wilczynski, Phys. Lett. 47B(1973) 484
- [WIL76] B.D.Wilkins, E.P.Steinberg, and R.R.Chasmanet,
Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects, Phys. Rev. C14 (1976) 1832